

СЗУ5ЛЗ

Н-731

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



1528/2-78

3/IV-78

P9-11162

В.Г.Новиков, К.Русет, Б.А.Шестаков

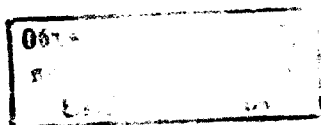
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ  
ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

**1978**

P9-11162

В.Г.Новиков, К.Русет, Б.А.Шестаков

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ КОНФИГУРАЦИИ  
ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ**



Новиков В.Г., Русет К., Шестаков Б.А.

P9-11162

Определение геометрической конфигурации плазменных потоков

Описывается методика и приводятся результаты измерений параметров импульсного плазменного потока, генерируемого коаксиальной плазменной пушкой в режиме газового разряда. Для измерения параметров движущейся плазмы используются один или два двойных зонда, на электроды которых подается линейно-возрастающее напряжение. В зависимости от режима работы пушки и точки измерения значение концентрации  $n$  составляет  $(5 \cdot 10^{10} \div 5 \cdot 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ . Температура электронов  $T_e$  равна 10 эВ. Скорость плазменного сгустка  $v \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ . Разброс по амплитуде и длительности сигналов с зонда в разных циклах срабатывания пушки не превышает 20%. Для выяснения характера движения плазмы предполагалось, что поток обладает аксиальной симметрией, а процессом рекомбинации пренебрегалось ввиду его малости. Полученные после обработки на ЭВМ (с применением предложенной методики) данные (при условии сохранения потока) о геометрии плазменного потока хорошо согласуются с результатами эксперимента по распространению коллимированных пучков.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Novikov V.G., Ruset K., Shestakov B.A.

P9-11162

A method and results of determining parameters of the pulsed plasma, generated by a plasma gun operated in the regime of gas discharge, are described. For measuring moving plasma parameters one or two double probes are used on which electrodes a variable linear tension is applied. According to the gun work regime and to the probe position, the concentration  $n$  of the plasma and the electron temperature were  $5 \cdot 10^{10} \div 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  and 10 eV, respectively. The drift velocity of the plasma stream was  $3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . From shot to shot, variation of the amplitude and duration of signals from the probe was approximately 20 percent. To analyze the plasma moving, an axial symmetry of plasma was supposed and recombination process was neglected (recombination coefficient being very small). The data of the plasma stream geometry after processing by a computer (using the proposed method) are in a good accordance with the experimental results on narrow plasma beams.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## ВВЕДЕНИЕ

Различного рода источники интенсивных плазменных потоков нашли применение во многих областях науки и техники /работы в области термоядерного синтеза, получение электронных пучков и потоков нейтральных частиц, напыление пленок и т.д./, поэтому вопрос создания приборов и методики для исследования параметров плазмы является актуальным. В случае свободной плазмы, распространяющейся в области без электродов, удобным инструментом исследования являются двойные зонды, находящиеся под плавающим потенциалом. Из теории двойного зонда следует, что в случае, когда нет выделенного направления движения частиц, образующих плазму /"неподвижная плазма"/, ионный ток насыщения  $I_+$  определяется температурой электронов  $T_e$ , массой ионов  $m_i$  и плотностью плазмы  $n$ :

$$I_+ = 0,4 en (2kT_e / m_i)^{1/2} A, \quad /1/$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $e$  - заряд электрона, взятый с обратным знаком.

В случае, если плазма как целое движется со скоростью  $v$ , имеем <sup>/1/</sup>:

$$I_+ = envA, \quad /2/$$

где  $A$  - площадь рабочей поверхности электрода зонда.

Уравнение /2/ позволяет определить плотность плазмы  $n$ , если известны величины ионного тока насыщения  $I_+$  и скорости плазменной струи  $v$ .

Так как скорость  $v$  движения плазмы как целого пренебрежимо мала по сравнению со скоростью теплового движения электронов внутри плазмы, температура электронов  $T_e$  может быть определена<sup>/2/</sup> из выражения

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{I_+}{2(dI/dV)_0} \quad /3/$$

где  $(\frac{dI}{dV})_0$  - производная в начале вольт-амперной характеристики зонда.

Исследование плазмы с помощью ленгмюровского зонда и двойного зонда описано и в других работах /например, <sup>/3,4/</sup> /. Однако, как правило, их авторы ограничиваются определением температуры электронов и концентрации частиц в 1-3 точках плазменного потока.

В настоящей работе описываются результаты исследования с помощью двойного зонда и других устройств плазменного потока, генерируемого коаксиальной плазменной пушкой.

В работе предложена методика и приведены результаты определения основных характеристик плазменного потока: геометрической конфигурации, концентрации частиц, температуры электронов, величины и направления скорости и других параметров.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования импульсного потока плазмы из коаксиальной плазменной пушки использовалась измерительная камера 7 из нержавеющей стали длиной 80 см и диаметром 32 см /рис. 1а/. К одному из торцовых фланцев пристыковывалась плазменная пушка, через другой вводились два двойных зонда 8. Камера откачивалась вакуумным агрегатом ВА-0,5-4 с азотной ловушкой. Рабочий вакуум в камере составлял  $5 \cdot 10^{-6}$  Тор. Конструкция плазменной пушки подробно описана в работе <sup>/5/</sup>. Electroды пушки - медные, диаметр внешнего электрода 2 - 12 см, центрального 3 - 5,5 см, изолятор 4 - оргстекло. Центральный электрод снабжен на-

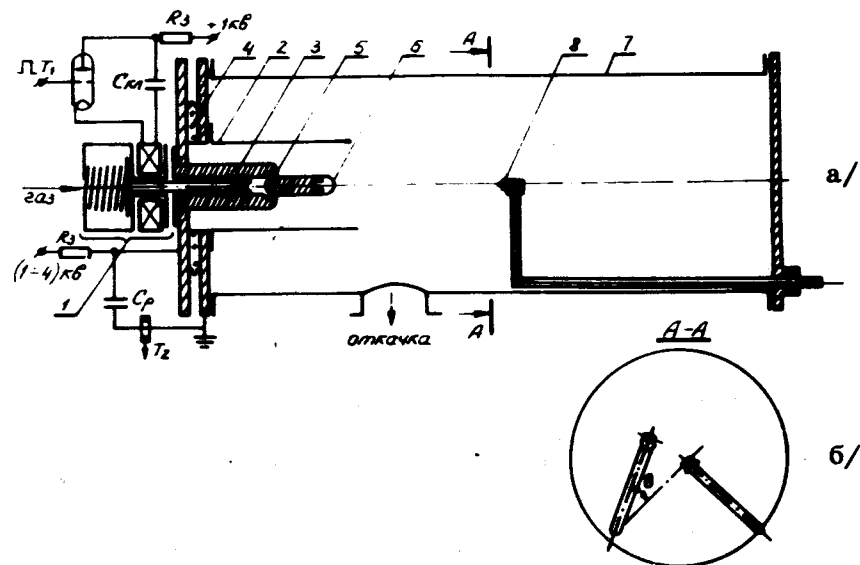


Рис. 1. а/ Общий вид плазменной пушки, измерительной камеры и зондов; б/ схема расположения зондов.

конечником 6 из вольфрама  $\phi 1,5$  см с целью уменьшения его эрозии в момент разряда и соответственно уменьшения примесей материала электрода в плазме. С помощью электродинамического клапана 1<sup>/6/</sup> через отверстия 5 в центральном электроде в объем пушки напускался рабочий газ /в данных исследованиях - воздух/. После напуска газа при напряжении на электродах, поданном от предварительно заряженной емкости, происходит электрический разряд. Образовавшийся плазменный сгусток ускоряется вдоль оси пушки за счет взаимодействия радиального разрядного тока с индукцией азимутального магнитного поля В, возникающего от тока, протекающего по центральному электроду. При использовании емкости 32 мкФ, заряженной до напряжения

Так как скорость  $v$  движения плазмы как целого пренебрежимо мала по сравнению со скоростью теплового движения электронов внутри плазмы, температура электронов  $T_e$  может быть определена<sup>/2/</sup> из выражения

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{I_+}{2(dI/dV)_0} \quad /3/$$

где  $(\frac{dI}{dV})_0$  - производная в начале вольт-амперной характеристики зонда.

Исследование плазмы с помощью ленгмюровского зонда и двойного зонда описано и в других работах /например, <sup>/3,4/</sup> /. Однако, как правило, их авторы ограничиваются определением температуры электронов и концентрации частиц в 1÷3 точках плазменного потока.

В настоящей работе описываются результаты исследования с помощью двойного зонда и других устройств плазменного потока, генерируемого коаксиальной плазменной пушкой.

В работе предложена методика и приведены результаты определения основных характеристик плазменного потока: геометрической конфигурации, концентрации частиц, температуры электронов, величины и направления скорости и других параметров.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования импульсного потока плазмы из коаксиальной плазменной пушки использовалась измерительная камера 7 из нержавеющей стали длиной 80 см и диаметром 32 см /рис. 1а/. К одному из торцовых фланцев пристыковывалась плазменная пушка, через другой вводились два двойных зонда 8. Камера откачивалась вакуумным агрегатом ВА-0,5-4 с азотной ловушкой. Рабочий вакуум в камере составлял  $5 \cdot 10^{-6}$  Тор. Конструкция плазменной пушки подробно описана в работе <sup>/5/</sup>. Electroды пушки - медные, диаметр внешнего электрода 2 - 12 см, центрального 3 - 5,5 см, изолятор 4 - оргстекло. Центральный электрод снабжен на-

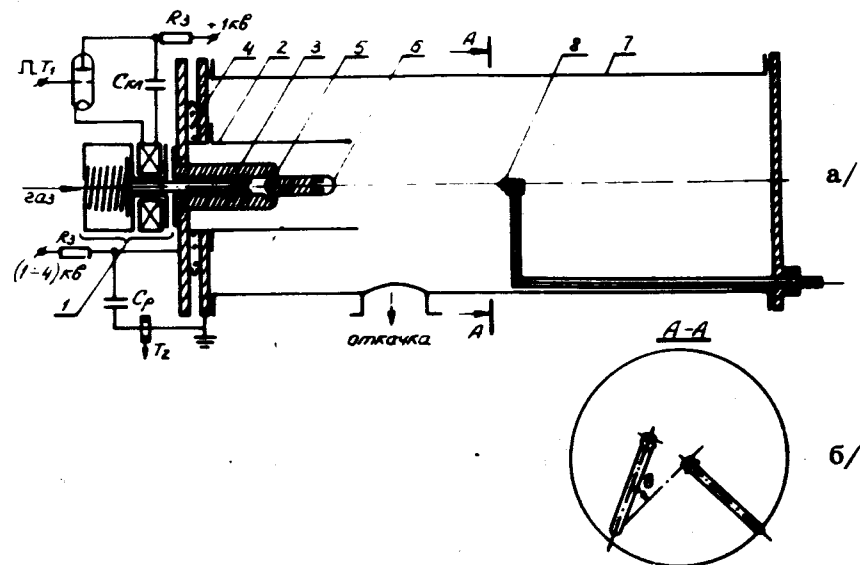


Рис. 1. а/ Общий вид плазменной пушки, измерительной камеры и зондов; б/ схема расположения зондов.

конечником 6 из вольфрама  $\phi 1,5$  см с целью уменьшения его эрозии в момент разряда и соответственно уменьшения примесей материала электрода в плазме. С помощью электродинамического клапана 1<sup>/6/</sup> через отверстия 5 в центральном электроде в объем пушки напускался рабочий газ /в данных исследованиях - воздух/. После напуска газа при напряжении на электродах, поданном от предварительно заряженной емкости, происходит электрический разряд. Образовавшийся плазменный сгусток ускоряется вдоль оси пушки за счет взаимодействия радиального разрядного тока с индукцией азимутального магнитного поля В, возникающего от тока, протекающего по центральному электроду. При использовании емкости 32 мкФ, заряженной до напряжения

2,5 кВ, ток разряда достигал значения 16 кА с длительностью полупериода 15 мкс.

Электроды зондов с диаметрами 2,85 мм изготовлены из никеля, изоляция между ними - из фторопласта. Зонды без нарушения вакуума в камере могли перемещаться по длине, а также радиально и азимутально /рис. 1б/. С помощью несложной схемы /рис. 2а/ в момент измерения на электроды зонда подавалось линейно-возрастающее напряжение, примерно /20÷40/В за /2÷3/ мкс /рис. 2б/. Ток зонда измерялся экранированным поясом Роговского с чувствительностью

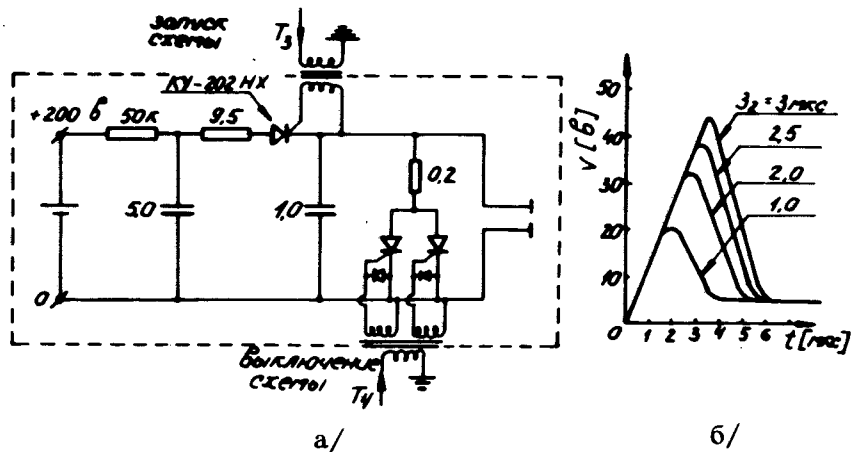


Рис. 2. а/ Схема для создания линейно-возрастающего напряжения на зонде; б/ форма этого напряжения для различных времен задержки  $Z_2$ .

0,16 В/А. Блок-схема измерительной аппаратуры показана на рис. 3. Изменяя задержку времени  $Z_1$  между началом разряда в пушке и запуском генератора линейного роста напряжения на электродах зонда, можно определить параметры плазменного сгустка в данной точке пространства в любой из моментов прохождения им этой точки. Схема позволяет изменять величину напряжения между электродами зонда путем вариации

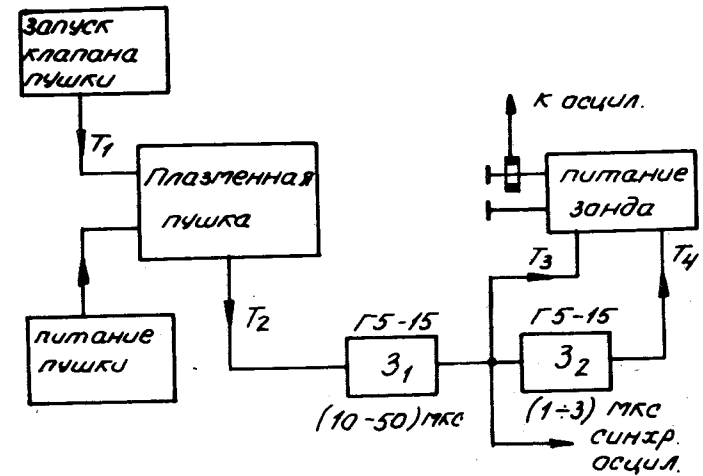


Рис. 3. Блок-схема диагностики плазменных сгустков с помощью двойного зонда.

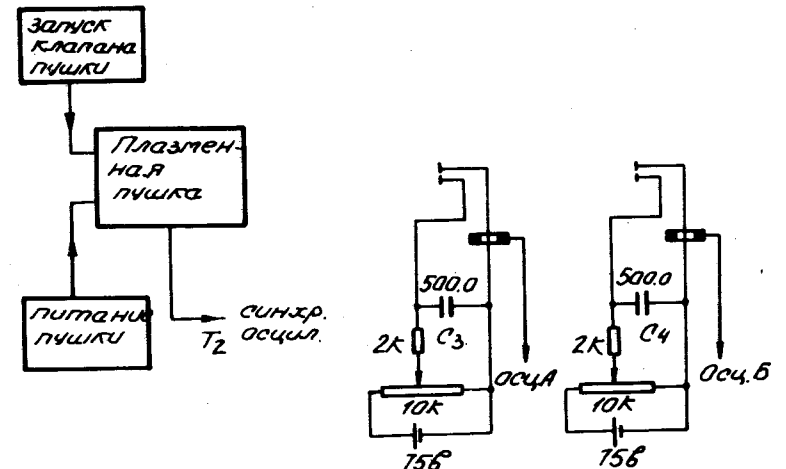


Рис. 4. Блок-схема измерения скорости плазменных сгустков.

времени задержки  $Z_2$  между включением генератора напряжения и его выключением /рис. 2б/.

Величина температуры электронов  $T_e$  определяется по непосредственно наблюдаемой на экране осциллографа вольт-амперной характеристике. Для определения плотности плазмы измерялся ток насыщения зонда, а с помощью двух зондов, расположенных на известном расстоянии друг от друга /рис. 4/, находилась скорость плазменного сгустка. В этом режиме напряжение на электродах зондов было таким, чтобы на обоих зондах обеспечивался режим насыщения /примерно 35 В/. Одновременное измерение токов насыщения зондов в двух разных точках пространства позволяет, таким образом, определить плотность плазмы в этих точках в один и тот же момент времени.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Характерная форма сигнала с зонда от плазменного сгустка показана на рис. 5. На расстояниях примерно до 30 см от пушки регистрировались сигналы от 1-3 плазменных сгустков /рис. 5а/. На больших расстояниях наблюдался, как правило, сигнал от одного сгустка /рис. 5б/. Для величины напряжений на емкости разряда  $U_p = 1-3$  кВ было замечено, что длительность сигнала уменьшается с увеличением  $U_p$  /рис. 6/. Скорость плазменных сгустков  $v$  почти линейно зависит от величины  $U_p$  /рис. 7/ и имеет значение  $1-4 \cdot 10^6$  см/с. Зависимость плотности ионного тока насыщения  $j_+$  от  $U_p$  и соответствующие значения скорости определяют линейную зависимость плотности плазмы  $n$  от  $U_p$  /рис. 7/.

Для выяснения общей картины движения плазмы необходимо определить также и преимущественное направление движения потока в каждой точке пространства. Для этого предполагалось, что все ионы, прошедшие через определенное поперечное сечение  $\pi R_1^2$  измерительной камеры на расстоянии  $z_1$  от пушки, проходят на расстоянии  $z_2$  через поперечное сечение  $\pi R_2^2$ . Центры сечений расположены на оси  $z$ . Взяв последовательно несколько значений радиуса  $R_{1i}$  на некотором начальном

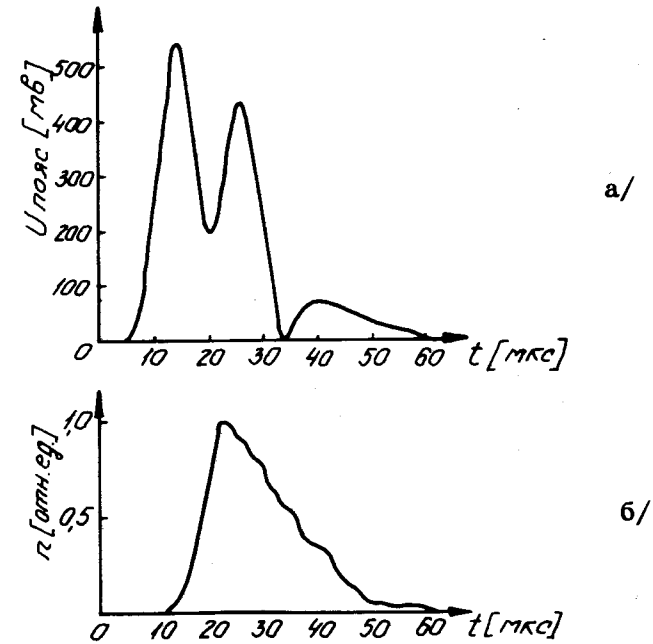


Рис. 5. Форма сигнала с зонда при  $U_p = 3$  кВ,  $C_p = 32$  мкФ,  $\tau = 0$ ; а/  $z = 20$  см; б/  $z = 35$  см.

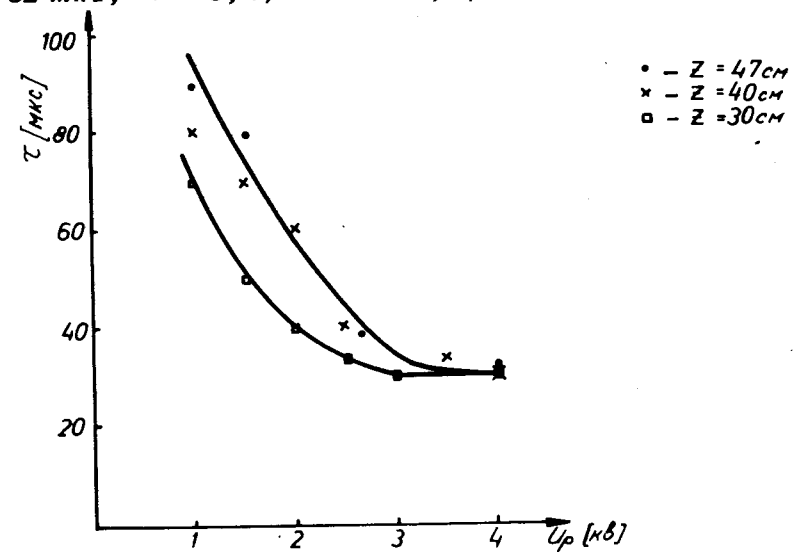


Рис. 6. Зависимость длительности  $\tau$  сигнала плазменного сгустка от разрядного напряжения  $U_p$ .

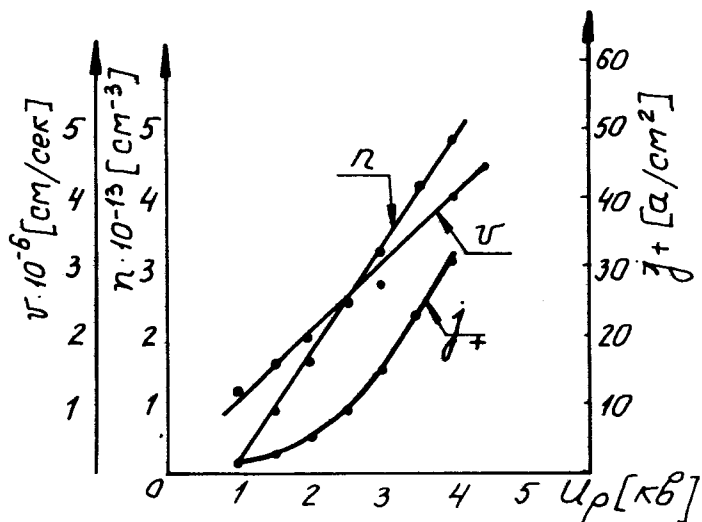


Рис. 7. Зависимости скорости плазменного потока  $v$ , концентрации  $n$  плазмы и плотности ионного тока насыщения  $j_+$  от разрядного напряжения  $U_p / C_p = 32$  мкФ,  $r = 0$ ,  $z = 30$  см/.

$z_1$ , можно для каждого из них найти соответствующее значение радиусов  $R_{2i}$ ,  $R_{3i}$ ... на расстояниях  $z_2$ ,  $z_3$ ,... и определить таким образом преимущественное направление скоростей частиц для разных  $z$  и  $R$ . Процессом рекомбинации ионов во время движения потока плазмы и отражением заряженных частиц от стенок камеры можно пренебречь /коэффициент рекомбинации  $\alpha_r \approx 10^{-13}$  см<sup>3</sup>/с, коэффициент отражения ионов без нейтрализации составляет  $(10^{-1} \div 10^{-2})\%$  /7/.

Общее число частиц, проходящих через сечение  $\pi R^2$  на расстоянии  $z$  от пушки, будет равно:

$$N(R, z) = \int_0^R \int_0^\tau J(r, z, t) 2\pi r dr dt \quad /4/$$

Если считать, что  $J(r, z, t)$  может быть представлено в виде

$$J(r, z, t) = J(r, z) f(z, t), \quad /5/$$

где  $J(r, z)$  - плотность потока частиц, определенная путем измерения тока насыщения  $I_+$ , а  $f(z, t)$  /определенная экспериментально/ описывает изменение плотности в потоке плазмы и нормирована на единицу по максимуму плотности /рис. 5б/, то уравнение /4/ можно переписать в виде

$$N(R, z) = \Sigma(R, z) \cdot \Gamma(z), \quad /6/$$

где

$$\Sigma(R, z) = \int_0^R J(r, z) r dr, \quad /7/$$

$$\Gamma(z) = 2\pi \int_0^{\tau(z)} f(z, t) dt \quad /7a/$$

$\tau$  - длительность импульса тока  $I_+$  на зонде/.

Опыт показывает, что  $\Gamma(z)$  сохраняется для каждого  $z$  с точностью не хуже 15%. Зависимость  $J(r)$  была экспериментально определена для 10 различных значений  $z / z_i = 5, 10, 15, \dots, 50$  см/, рис. 8. Кривые соответствуют максимальным величинам плотности потока в каждой точке независимо от времени прохождения этой точки плазмой. Численные значения  $\Sigma(R)$  были получены путем обшета на ЭВМ экспериментальных данных рис. 8 для каждого  $z_i$  /рис. 9/. Для фиксированного значения радиуса  $R_1$  на расстоянии  $z_1$  от пушки можно найти радиусы  $R_2, R_3, \dots$ , которые определяют сечения  $\pi R_2^2, \pi R_3^2, \dots$  на расстояниях  $z_2, z_3, \dots$  и через которые проходит то же самое число частиц, что и через сечение  $\pi R_1^2$ . Полученные таким образом линии распространения плазменного потока показывают, что поток имеет расходящуюся геометрию /рис. 10/.

В случае  $\Gamma(z_i) \neq \Gamma(z_j)$   $R_j$  можно найти из уравнения

$$\Sigma(R_1, z_1) \Gamma(z_1) = \Sigma(R_j, z_j) \Gamma(z_j), \quad /8/$$

используя данные рис. 9 и экспериментальное определение величин  $\Gamma(z_i)$  и  $\Gamma(z_j)$ .



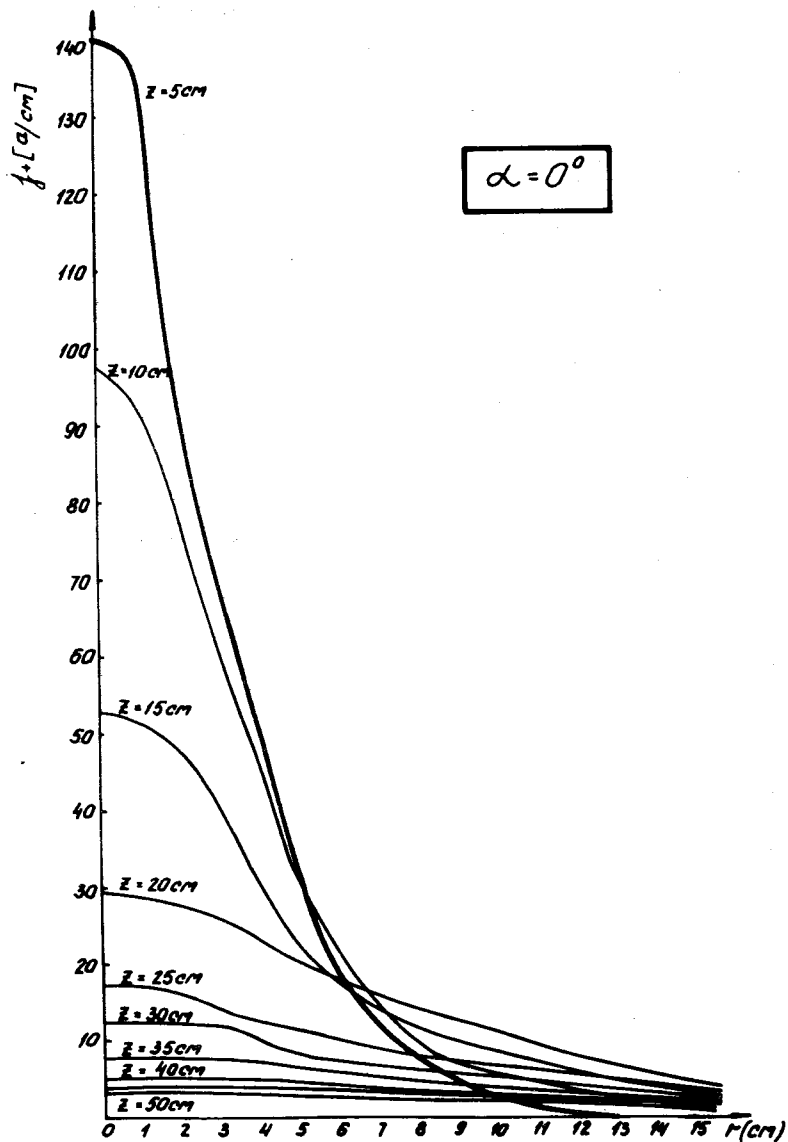


Рис. 8. Зависимость плотности ионного тока насыщения  $j_+$  от радиуса  $r$  для различных расстояний  $z$  от пушки /угол расходимости внешнего электрода  $\alpha = 0^\circ$ /.

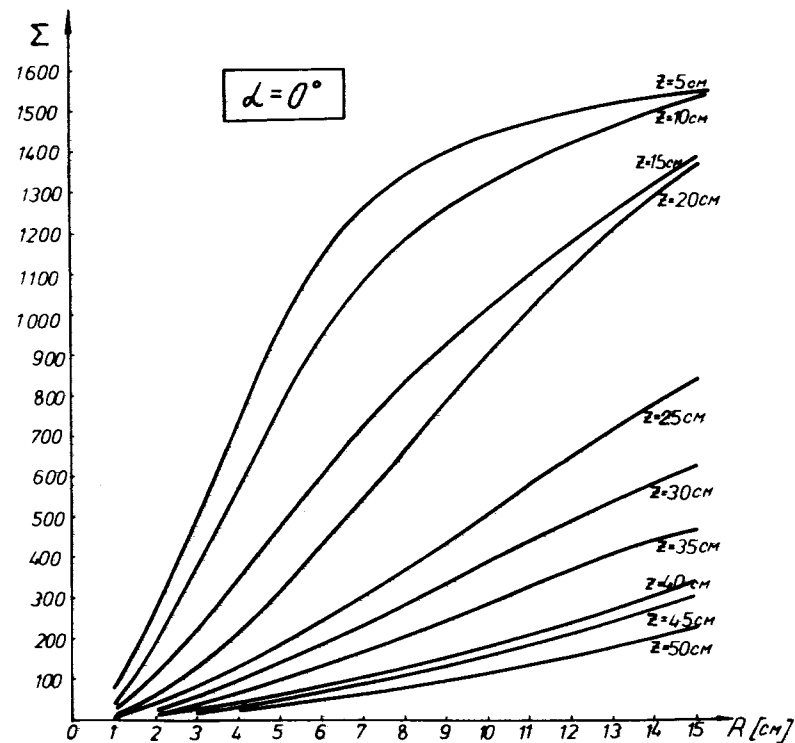


Рис. 9. Зависимость  $\Sigma(R)$  /угол  $\alpha = 0^\circ$ /.

Общее оценочное число заряженных частиц одного знака в сгустке плазмы оказывается равным примерно  $1.10^{18}$ .

Для проверки корректности метода и правильности полученных результатов был проведен следующий эксперимент. На расстоянии 15 см от пушки была помещена тонкая /0,13 мм/ диафрагма из нержавеющей стали с 7 отверстиями диаметром каждое 10 мм, расположенными на расстояниях 0,3,4,5,6,7 и 8 см от центра /от оси  $z$ /. Плазма, проходящая через отверстия, распространяется далее в виде узких пучков, оставляющих следы на алюминиевой фольге, помещенной на расстоянии 5 см за диафрагмой. После примерно  $10^4$  срабатываний плазменной пушки на фольге были обнаружены

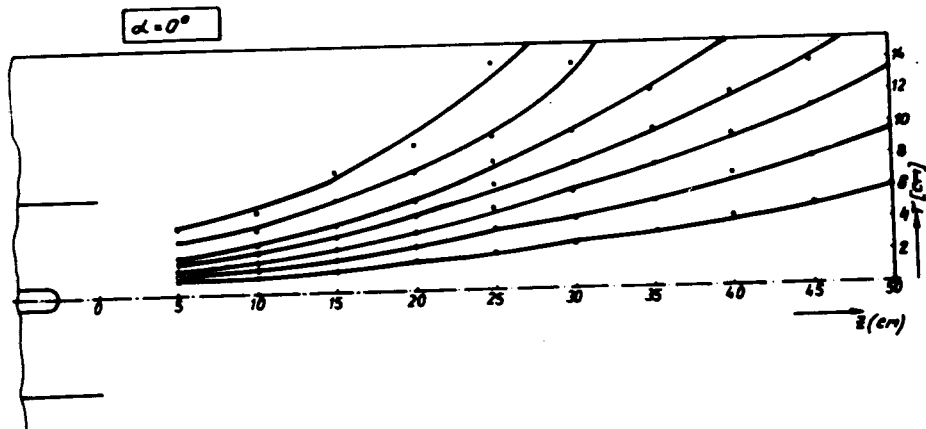


Рис. 10. Геометрическая конфигурация плазменного потока в измерительной камере /угол  $\alpha = 0^\circ$ /.

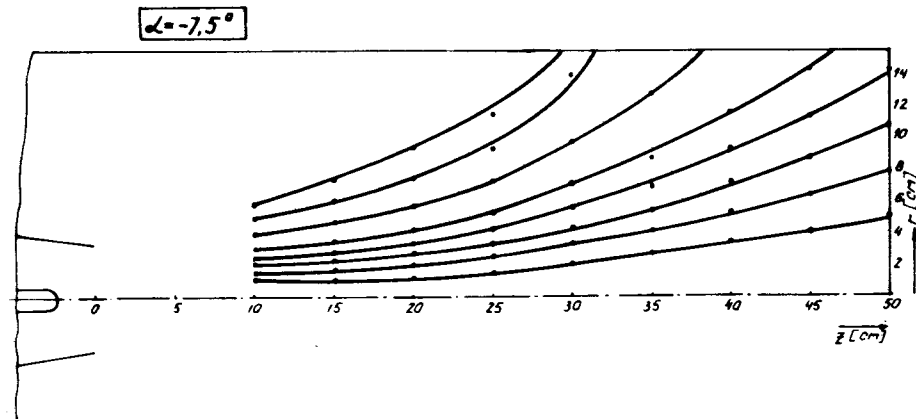


Рис. 12. Геометрическая конфигурация плазменного потока в измерительной камере /угол  $\alpha = -7,5^\circ$ /.

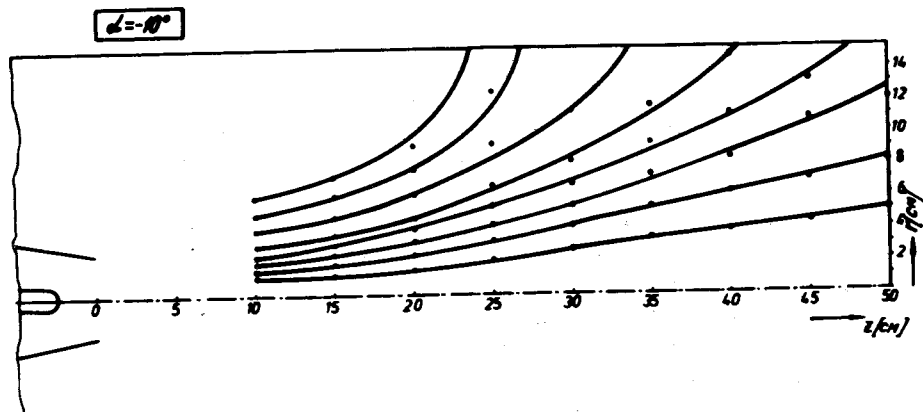


Рис. 11. Геометрическая конфигурация плазменного потока в измерительной камере /угол  $\alpha = -10^\circ$ /.

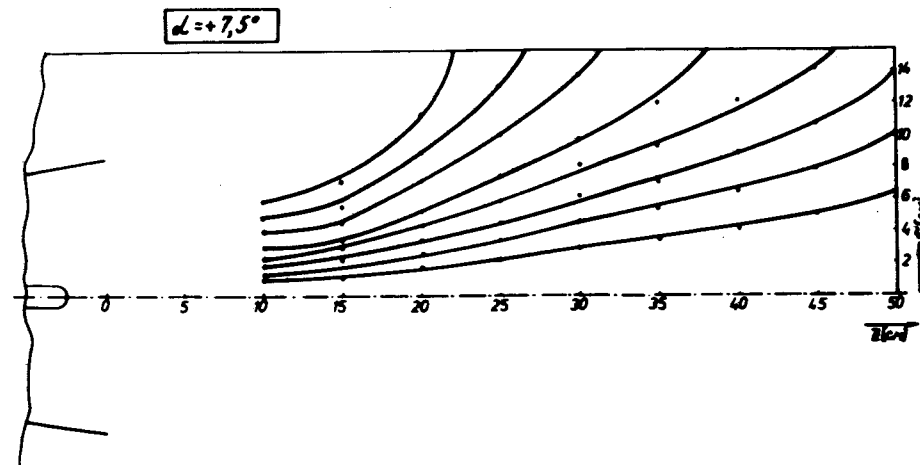


Рис. 13. Геометрическая конфигурация плазменного потока в измерительной камере /угол  $\alpha = +7,5^\circ$ /.

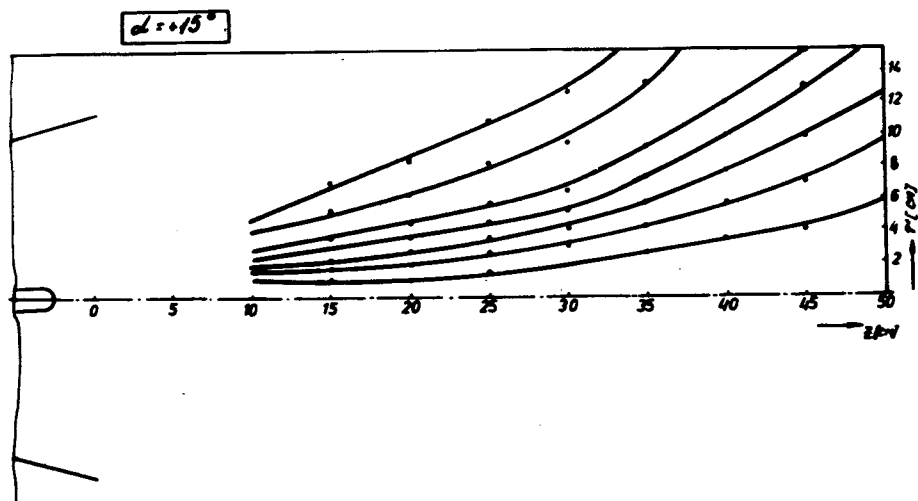


Рис. 14. Геометрическая конфигурация плазменного потока в измерительной камере /угол  $\alpha = +15^\circ$ /.

напыленные пятна, положения центров которых подтвердило правильность сделанных расчетов с точностью не хуже 4%.

Для выявления влияния формы внешнего электрода на картину распространения плазмы этот метод был применен к плазменным пушкам с различными значениями угла расходимости  $\alpha$  внешнего электрода /  $\alpha$  - угол между осью  $z$  и образующей внешнего электрода; угол положительный, если диаметр внешнего электрода увеличивается к его концу/. На рис. 11-14 показаны полученные результаты для пушек со значениями угла  $\alpha = -10^\circ$ ;  $-7,5^\circ$ ;  $+7,5^\circ$ ;  $+15^\circ$ /.

Существенного влияния формы внешнего электрода на распространение потока плазмы при этом обнаружено не было. Расходимость потока плазмы объясняется, по-видимому, амбиполярной диффузией частиц во время движения плазмы вдоль оси  $z$ . Распределения плотности плазмы для различных  $r$  и  $z$  /рис. 15/ были построены на основе измеренных значений токов насыщения /рис. 8/ для тех же точек.

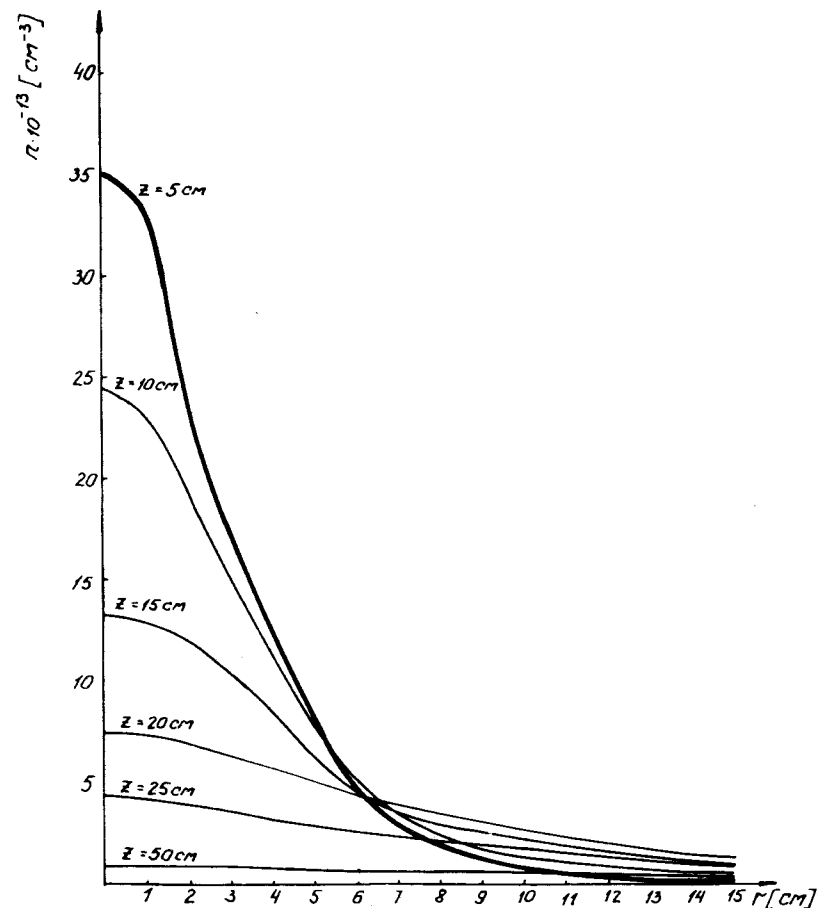


Рис. 15. Зависимость концентрации плазменного сгустка от радиуса для различных  $z$ .

В нескольких точках по оси камеры была определена температура электронов  $T_e$  плазмы /рис. 16/.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод двойного зонда, использующийся в данной работе, позволяет измерить концентрацию плазмы в

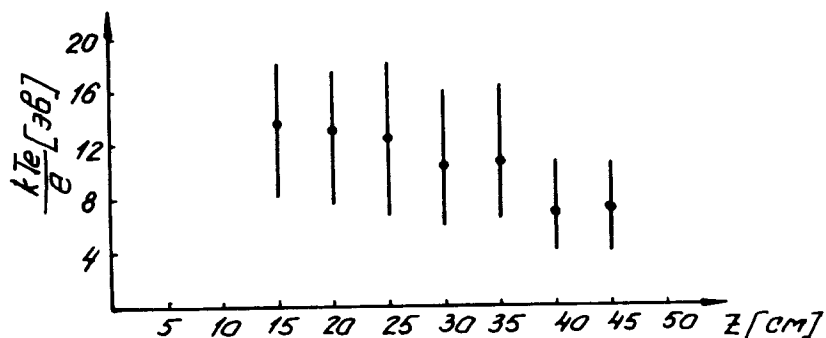


Рис. 16. Температура электронов в различных точках по оси камеры /  $C_p = 32$  мкФ;  $U_p = 2,5$  кВ/.

большом диапазоне  $/5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{14} / \text{см}^{-3}$ . Поскольку определение плотности плазмы производится по измерениям ионного тока насыщения, метод можно использовать и для подвижной плазмы в магнитном поле до нескольких килогаусс /при этом необходимо, чтобы радиус электрода зонда был больше ларморовского радиуса для ионов/. Описанный метод изучения геометрии плазменных потоков позволяет определить конфигурацию этих потоков в реальных условиях /прохождение через диафрагмы и каналы, присутствие магнитного поля и т.д./. В то же время метод позволяет оценить количество частиц, проходящих через любое сечение объема установки. Удобство использования и относительная простота экспериментальной установки также являются достоинствами этого метода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lee J.J. Rev.Sci.Instrum., 1975, 46, 11, p.1591.
2. Диагностика плазмы, под ред. Р.Хаддлестона и С.Леонарда. "Мир", М., 1967.
3. Гаркуша В.И. и др. В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Институт физики АН БССР, Минск, 1973, с. 28.

4. Афиногенов Е.П. и др. В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Институт физики АН БССР, Минск, 1973, с. 348.
5. Георге В. и др. ОИЯИ, 9-9999, Дубна, 1976.
6. Новиков В.Г. и др. Авторское свидетельство СССР № 504041, кл. 16К31/02, от 21.11.74 г. Бюлл. ОИПОТЗ, 1976, №7, с.106.
7. Голант В.Е. и др. Основы физики плазмы. Атомиздат, М., 1977, с.70,75.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 декабря 1977 года.