

УДК 533.9...15

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ,
СОЗДАВАЕМОЙ КОНИЧЕСКИМ ИСТОЧНИКОМ

*Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин,
А. Г. Пономаренко*

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к проблемам, возникающим при создании и транспортировке плазменных сгустков и струй. Экспериментальные поиски наиболее эффективных методов их ускорения и нагрева привели к известным ограничениям, носящим довольно общий характер. Так, в работах [1, 2] показано, что при создании плазменных струй могут возникать гидромагнитные неустойчивости, существенно усложняющие их структуру и свойства. При этом значительная доля общей энергии отвлекается на такие формы макроскопических движений, как вращение, хаотические перемещения областей неоднородности и т. д.

Исследования, проведенные в данной работе, дали возможность установить, что интенсивные потери заряженных частиц, энергии и направленной скорости струи находятся в прямой связи с ее структурой, причем процесс транспортировки независимо от наличия ведущего магнитного поля не добавляет практически никаких качественно новых черт. Следовательно, механизм, ответственный за ограничение параметров и потери, полностью формируется в процессе создания и ускорения плазменной струи.

Экспериментальная установка и методы измерений

В качестве источника плазмы нами применялся конический источник, описанный в ряде работ [3, 5]. Вместо напуска газа, так же как и в [2], использовался поверхностный пробой изолятора из оргстекла.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Для выяснения универсальности полученных результатов было применено несколько конических источников (1) и изменялась схема их питания. Основные измерения были проведены с двумя источниками, отличавшимися только геометрическими размерами. Угол раствора у обоих был $\sim 25^\circ$, диаметры больших оснований $d_1 = 5$ см и $d_2 = 10$ см соответственно. Контур источника включал два конденсатора КВГ (2) общей емкостью 32 мкф и общей индуктивностью 10 см, заряжавшихся до максимального напряжения $U = 10$ кв. Ток разряда имел максимальное значение $I = 3 \cdot 10^5$ а и практически затухал в течение первого полупериода ($T_1 \approx 5$ мксек, $T_2 \approx 7$ мксек). Часть измерений была проведена со схемой питания, включавшей четыре конденсатора, обеспечивающих полную круговую симметрию тока разряда.

В качестве плазмоведа (3) использовались стеклянные трубы диаметром, несколько большим выходного диаметра соответствующего источника и длиной около 2 м. Источник с трубой устанавливали на оси магнитной системы (4), создававшей ведущее поле. Магнитная система представляла собой две пары катушек Гельмгольца диаметром 1 м, на которые разряжалась батарея из 80 конденсаторов ИМ 150/5. Данная система обеспечивала однородное (не хуже 5% на оси) и квазистационарное (в мас-

штабе изучавшихся процессов) магнитное поле с максимальным значением $2 \cdot 10^3$ э.

Измерения параметров плазменной струи проводились при помощи оптических приборов (СФР, монохроматор, ФЭУ), электромагнитных датчиков (зонд Ленгмюра, магнитный зонд, пояс Роговского) и устройств СВЧ-зондирования, располагаемых на различных расстояниях от источника плазмы.

Для измерения максимальной концентрации заряженных частиц и электронной температуры использовался двойной зонд Ленгмюра (5), изготовленный из молибденовой проволоки диаметром 0,5 мм и установленный в плоскости сечения трубы. Зондовый сигнал снимался с калиброван-

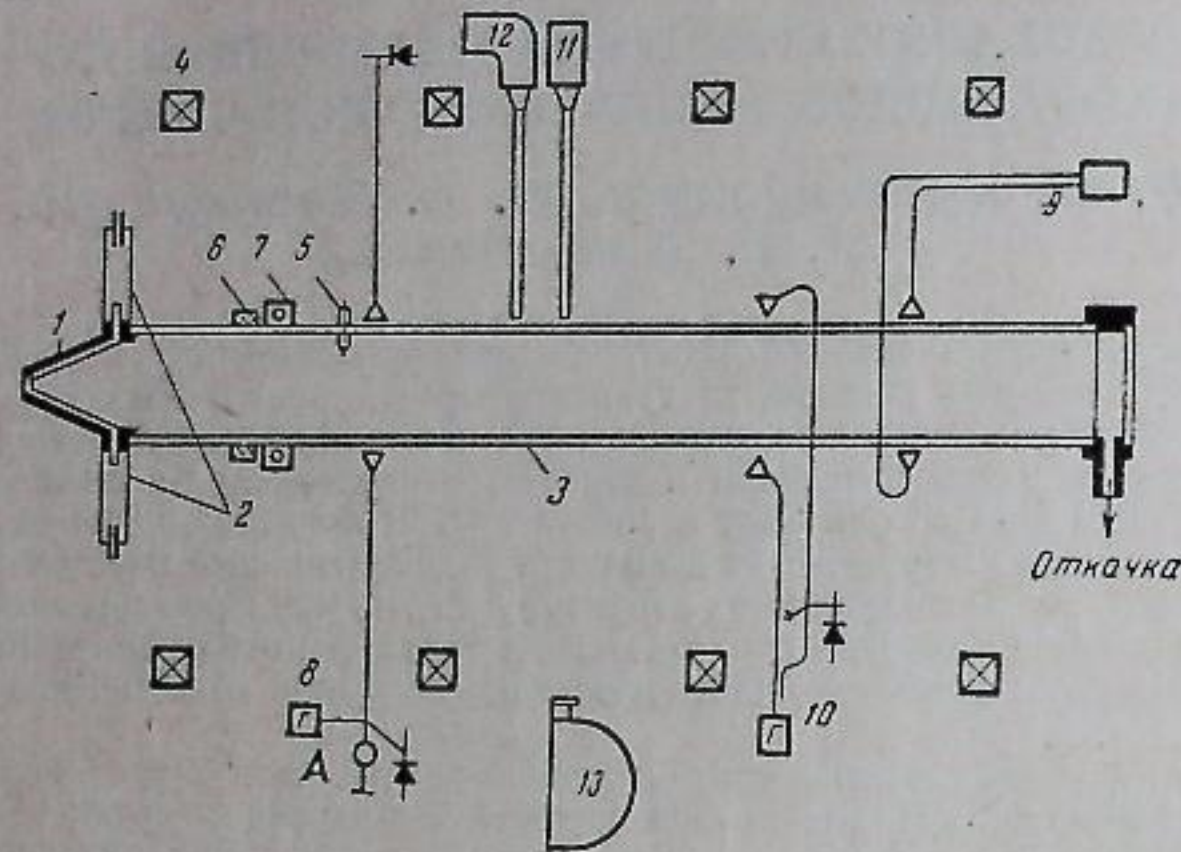


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

ного сопротивления $R = 0,5$ ом; постоянная времени цепи зонда была порядка 150 мксек. Обработка вольтамперных характеристик проводилась аналогично [4].

Магнитный зонд (6) в ряде измерений включал компенсирующую обмотку (5), обеспечивавшую заметное подавление помех. Аналогичное требование на пояс Роговского (7) было разрешено вследствие различия частотного спектра сигнала и помех: выбранная толщина экрана обеспечивала неискаженную регистрацию ф-й компоненты поля при подавлении более высокочастотных сигналов помех.

Измерения на СВЧ были проведены в диапазонах 10, 37 и 75 Гц. Схема (8) давала возможность одновременного фиксирования проходящего и отраженного от плазмы СВЧ-сигналов, по которым, помимо критических величин плотности, были найдены поглощение, в. ч. проводимость и эффективная частота столкновения электронов в сгустке. Отраженный сигнал принимался излучающей антенной и развязывался относительно падающего сигнала при помощи двойного T-моста. Эта же схема могла служить для фазовых измерений: при выведении аттенюатора А в замкнутом плече T-моста на детектор вместе с отраженным сигналом поступала также часть падающего сигнала. Фазовый отсчет по интерференционному сигналу, снимаемому в этом случае с детектора, позволяет следить за движением границ струи.

Распределения концентрации заряженных частиц, в.ч. проводимости и эффективной частоты столкновений электронов в передней части плазмонда были найдены при помощи скоростного интерферометра (9) [6], который дает временное разрешение порядка $3 \cdot 10^{-8}$ сек.

Схема (10), использующая доплеровское смещение частоты отраженных сигналов, была применена для измерения мгновенной скорости сгустка [7]. Измерения средних скоростей проводились по временному сдвигу

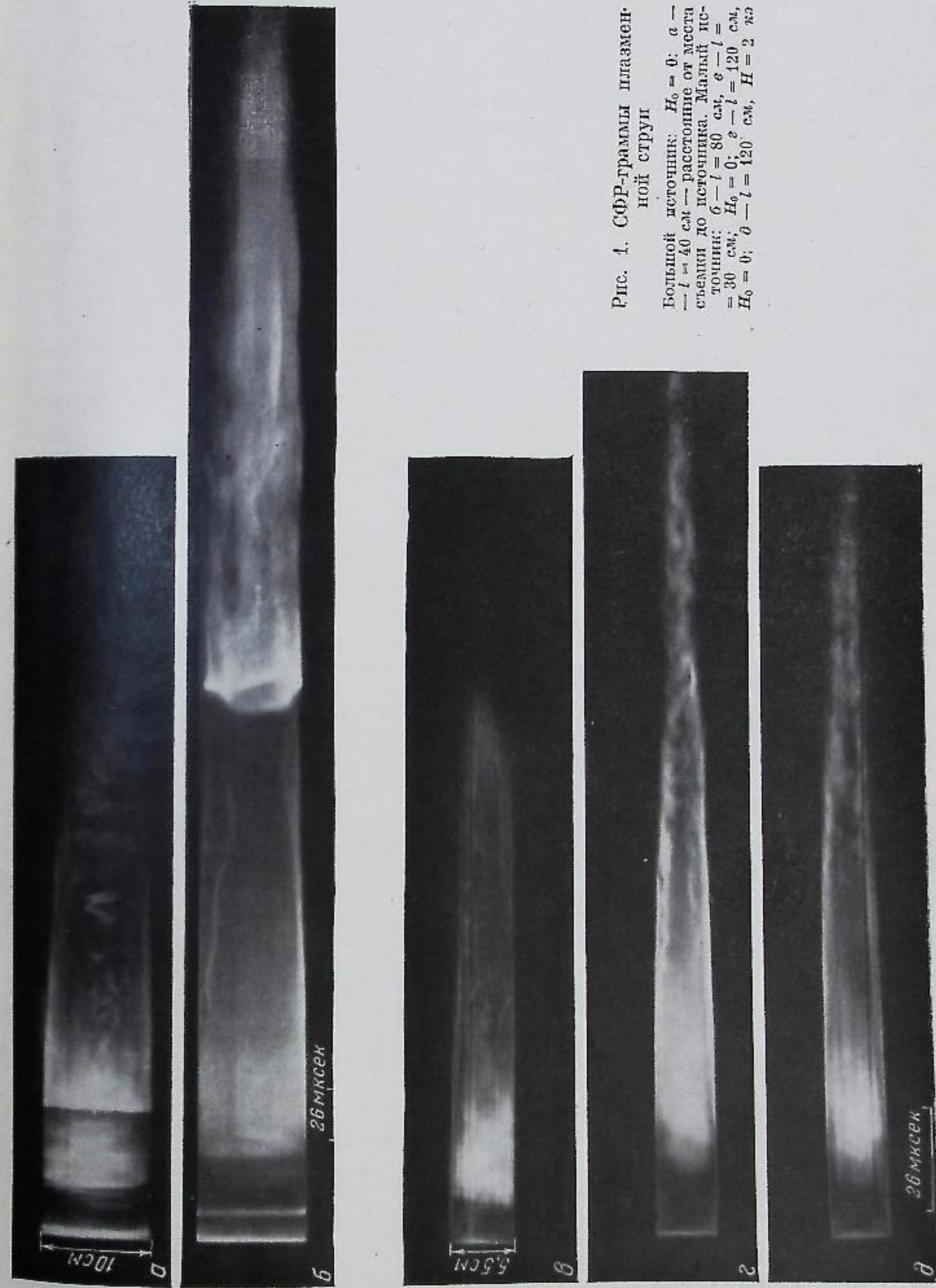


Рис. 1. СФР-граммы плазменной струи

Большой источник: $H_0 = 0$; $a - l = 40$ см — расстояние от места сечения до источника. Малый источник: $b - l = 80$ см; $e - l = 30$ см; $H_0 = 0$; $e - l = 120$ см; $H_0 = 0$; $d - l = 120$ см; $H = 2$ кэ

сигналов с датчиков (5—8), располагаемых парами на определенном расстоянии вдоль трубы.

Наконец, при помощи ФЭУ (11), монохроматора (12) и СФР (13) были найдены распределения интегрального свечения и интенсивности линий H_{α} и H_{β} вдоль длины плазмоида, а также его общая картина и внутренняя структура.

Запуск экспериментальной установки осуществлялся синхронизирующим импульсом от СФР; система временных задержек обеспечивала поджиг конического источника в момент достижения квазистационарным полем своего максимального значения; несколько раньше запускались импульсные осциллографы.

Результаты измерений при отсутствии внешнего магнитного поля

Качественные представления о структуре плазменной струи, ее протяженности и конфигурации были получены при помощи скоростной фотографии. СФР-граммы (рис. 2) дают вполне четкую картину тех изменений, которые происходят с плазменной струей при ее движении вдоль стеклянной трубы (съемка производилась в режиме фоторегистратора, щель объектива ориентировалась перпендикулярно направлению движения плазмы). Как видно из рис. 2, на фронте движутся два хорошо сформированных слоя (на малом источнике отчетливо наблюдался только один), за ними — основная область, состоящая из яркосветящихся спиралевидных жгутов. В темном промежутке, разделяющем передние слои и основную область, при достаточной экспозиции обнаруживается слабо светящаяся плазма со слоистой структурой. На специально пропечатанной задней части СФР-граммы (рис. 2, а, в) хорошо виден хвост струи, в котором жгуты приобретают хаотическую форму, напоминающую конвективное движение струй дыма.

Проведенные измерения мгновенной скорости плазмоида при наклонном зондировании (схема 10), а также измерения средней скорости при помощи СФР и магнитных зондов показали, что выделенные выше области имеют различные скорости, причем значение скорости вдоль длины плазменного потока может спадать больше чем на порядок (см. таблицу).

Область сгустка	Относительная длительность t , %	Относительная длина l , %	Скорость v , см/сек
Передний слой	0,7	5	$3 \div 5 \cdot 10^7$
Темный промежуток	6,3	15	$\sim 9 \cdot 10^6$
Основная область	18,0	43	$9 \cdot 10^6$
Хвост	75,0	37	$1,9 \cdot 10^6$

По этой причине, как видно из СФР-грамм рис. 2, б и в, струя, пролетев расстояние около 120 см, становится более аморфной, все выделенные области расширяются, а интервалы между ними возрастают; увеличивается диффузное свечение. На расстояниях порядка 180 см от источника диффузное свечение становится уже настолько сильным, что полученные СФР-граммы не дают возможности для уверенной интерпретации, однако качественное подобие описанной выше структуры сохраняется.

Обнаруженное распределение поступательной скорости указывает на то, что все оптические и электрические сигналы с временной разверткой сильно искажают истинную (геометрическую) структуру струи. В таблице приведены относительные геометрические размеры различных областей струи при напряжении на источнике $U = 8$ кв. Здесь можно видеть, что основная область действительно имеет наибольшие размеры.

Описанная выше неоднородность струи еще в большей степени подчеркивается при измерениях плотности плазмы. Одновременно снятые осциллограммы СВЧ-зондирования и зондов Ленгмюра показывают, что

плотность плазмы в основной области примерно на два-три порядка больше, чем в остальных частях сгустка, и при напряжении $U = 8$ кВ на расстоянии 40 см от источника имеет величину $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. При малых напряжениях ($U = 2 \div 3$ кВ) с помощью скоростного интерферометра ($\lambda = 8,1$ мм, $n_{кр} = 1,71 \cdot 10^{13}$ см⁻³) было получено распределение концентрации заряженных частиц в передней части плазмоида вдоль его длины (рис. 3). Характер этого распределения соответствует СФР-граммам (рис. 2, а), однако прямого сравнения в этом случае провести не удалось из-за слабого свечения плазмы.

Приведенные результаты измерения дают возможность оценить распределение полного числа частиц в струе. Оценка показывает, что основная область ее несет больше 90% общего количества плазмы.

Хорошую корреляцию с СФР-граммой (рис. 2, а) дают осциллограммы отраженного и интерференционного сигналов при СВЧ-зондировании (рис. 4). Схема (8) была настроена так, что максимум интерференционного сигнала соответствовал подходу отражающего слоя плазмы ($n = n_{кр}$, $\lambda = 8,1$ мм) к стенкам трубы. По осциллограммам видно, что во всей передней части плазменного потока, от переднего слоя до основной области профиль грани-

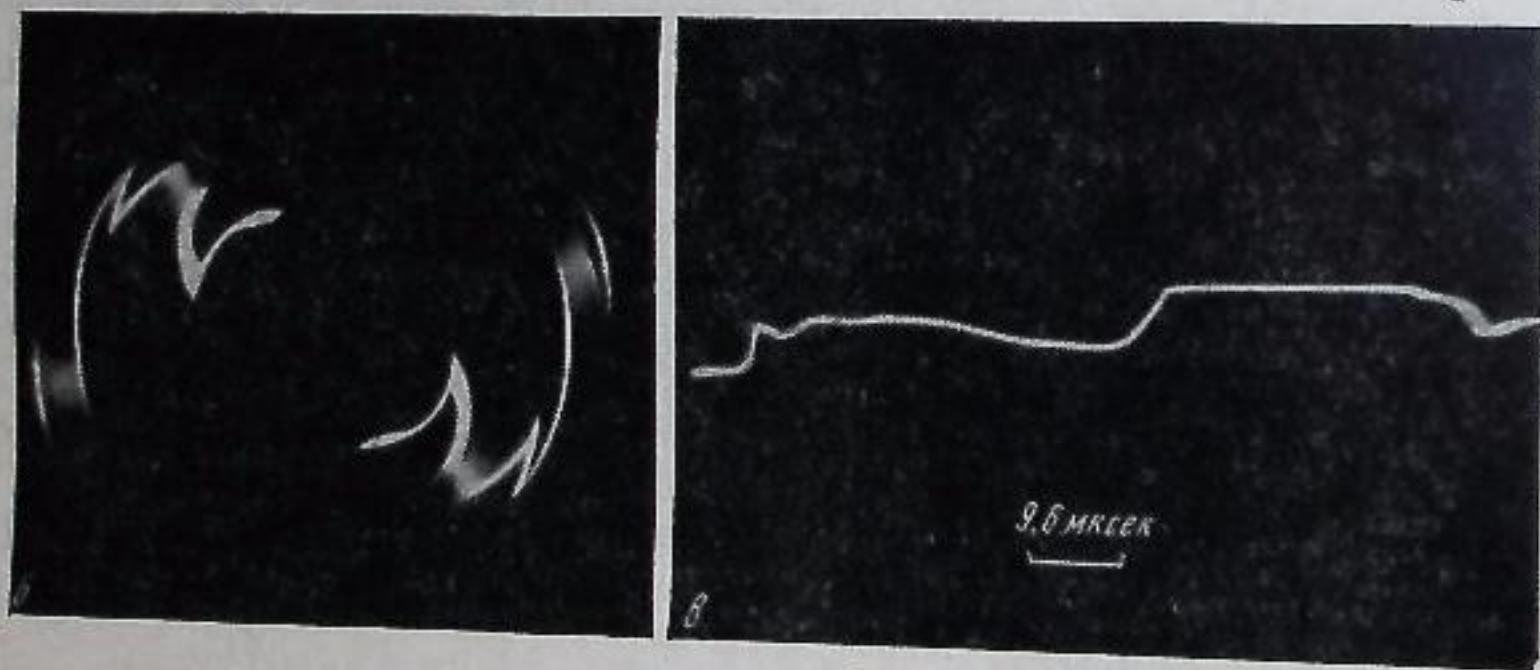
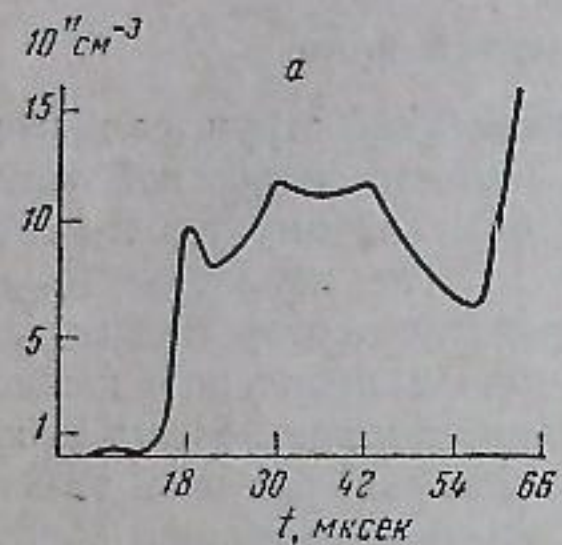


Рис. 3. СВЧ-зондирование передней части плазменной струи при помощи скоростного интерферометра

$U = 3$ кВ, $H_0 = 0$; а — профиль плотности передней части струи, б — соответствующая ему интерферограмма, в — сигнал «запирания». Зондирование производилось на расстоянии 100 см от большого источника

цы меняется мало, а последняя располагается на расстоянии порядка $\lambda/2$ от стенок трубы. Отраженный сигнал в этой части осциллограммы изменяется также незначительно, составляя примерно $1/5$ амплитуды падающего сигнала. Несколько большим ослаблением отраженного сигнала выделены границы темного интервала и максимальным ослаблением — граница основной области. Здесь плазмоид испытывает сужение (второй полу-период интерференционного сигнала соответствует дальнейшему отходу границы от стенки — это контролировалось по измерениям на $\lambda = 3$ см), а в хвостовой части его граница обнаруживает несколько общих медленных колебаний и одновременно мелкомасштабные движения, соответствующие конвективному движению струй в этой части плазмы.

Профиль плотности в поперечном сечении плазмоида был найден при помощи интерферометра (измерения проводились на большом источнике с диаметром трубы $D = 12 \lambda$ на расстоянии около 1 м от источника).

Осциллограммы рис. 3, б и в, представляющие собой одновременную запись фазового сдвига и ослабления зондирующего сигнала, четко фиксируют момент запирающего сигнала, соответствующий значению критической для $\lambda = 8,1$ мм плотности $n_{кр} = 1,71 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Вместе с тем средняя по диаметру плазмоида плотность, найденная по формуле [8]:

$$n = n_{кр} \frac{\varphi \lambda}{\pi l} \left(1 - \frac{\varphi \lambda}{4\pi l} \right), \quad (1)$$

где φ — фазовый сдвиг зондирующего луча, l — поперечный размер плазмоида, оказалась в момент запирающего порядка $0,1n_{кр}$. Отсюда следует, что распределение плотности по сечению струи носит резко выраженный неравномерный характер, а именно, в плазменном образовании выделяется слой, плотность которого примерно на порядок превосходит плотность остальной части. Толщина слоя может быть оценена по формуле (1). Приравняв величину n в момент запирающего к критическому значению плотности, находим эффективный поперечный размер плазмы $l_{эф} \approx \lambda \approx 0,1D$; D — диаметр трубы. (Найденная величина представляет верхний предел толщины слоя; учет плотности в остальной части сечения струи может лишь несколько уменьшить значение $l_{эф}$.)

Вместе с тем по приведенным выше результатам локализации границы отражающий слой плазмы в момент запирающего ($n = n_{кр}$) и во всей передней части плазмоида распо-

лагается вблизи стенок трубы на расстоянии порядка $0,05D$. Следовательно, найденный слой естественно представить в виде цилиндрической оболочки, прилегающей к стенкам трубы.

Этот результат хорошо согласуется с результатами оптических наблюдений. Действительно, по приведенным СФР-граммам (рис. 2, а, в) можно видеть, что ярко светящиеся спиралевидные жгуты вписываются в цилиндрическую оболочку, положение и толщина которой соответствуют данным СВЧ-зондирования.

Проведенные измерения плотности плазмы и поглощения зондирующей электромагнитной волны дали возможность оценить величину ее высокочастотной проводимости $\sigma_{вч}$ и эффективной частоты столкновений электронов $\nu_{эф}$. Используя приближение $\epsilon \gg 4\pi\sigma/\omega$, $\omega \gg \nu_{эф}$ (которое, как увидим, достаточно хорошо соответствует нашему случаю), имеем [8]:

$$\sigma = \mu \frac{c\sqrt{\epsilon}}{4\pi} = \mu \frac{c\sqrt{1 - n/n_{кр}}}{4\pi},$$

$$\nu_{эф} = \mu \frac{cn_{кр}}{n} \sqrt{1 - n/n_{кр}}, \quad S = S_0 e^{-\mu z},$$

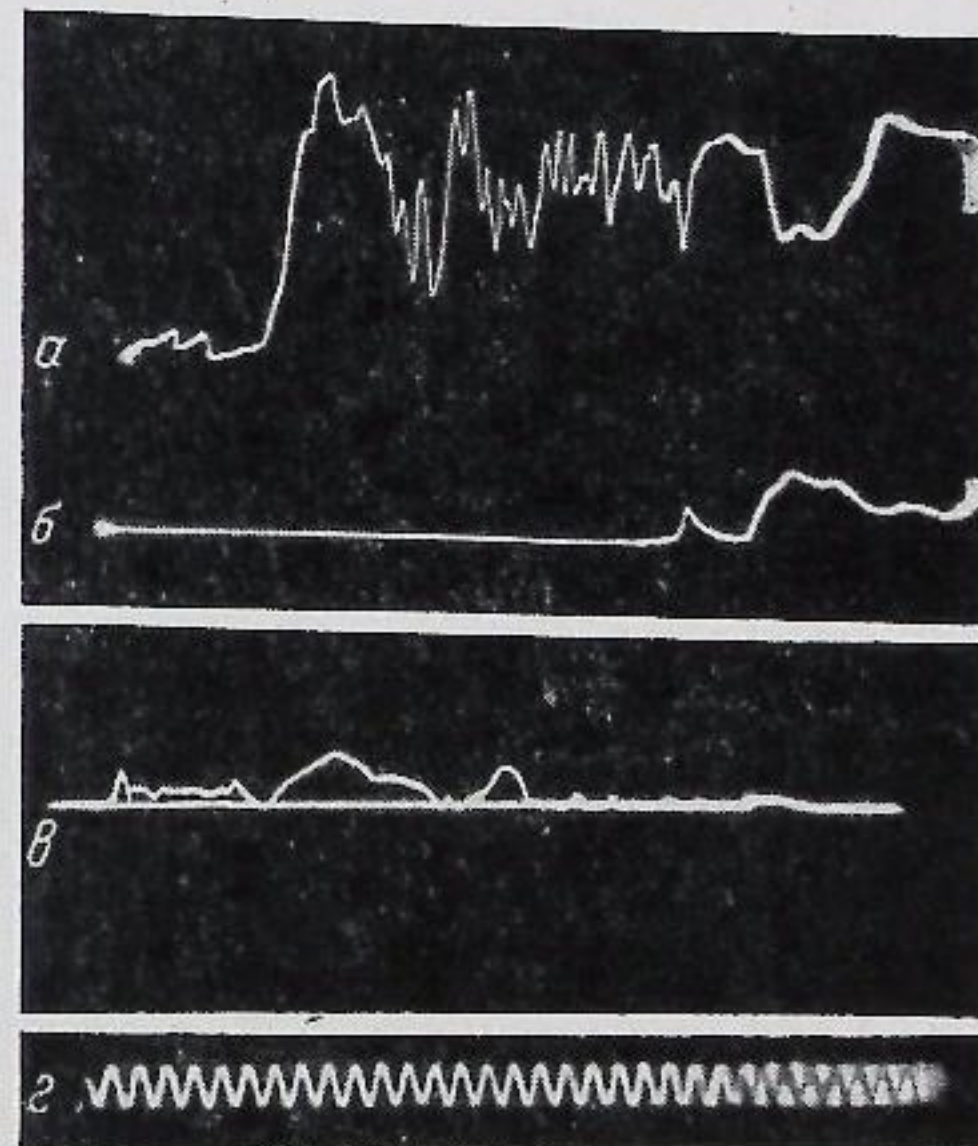


Рис. 4. СВЧ-зондирование границ плазменной струи

а — интерференционный сигнал, б — отраженный сигнал, в — сигнал «запирания», г — калибровочная синусоида 100 кГц

где μ — коэффициент поглощения, S — мощность зондирующего луча, z — размер поглощающей области плазмы.

Величины n и z находятся по фазовым измерениям (рис. 3) с учетом поперечного распределения плотности плазмы. Расчет был проведен как для обсуждавшегося выше распределения ($n \approx 10\bar{n}$, $z \approx 0,1D$), так и для однородного случая ($n \approx \bar{n}$, $z \approx D$). По результатам непрерывного осциллографирования передней части плазмоида ($n \lesssim n_{кр}$) было оценено также распределение значений $\sigma_{в.ч}$ и $v_{эф}$ вдоль его длины. Во всех этих случаях полученные значения $\sigma_{в.ч}$ и $v_{эф}$ оказались в следующих пределах:

$$\sigma_{в.ч.} \approx 6 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^8 \text{ ед. CGSE}, \quad v_{эф} \approx 7 \cdot 10^9 \div 3 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}.$$

Для основной области плазменной струи при больших напряжениях на источнике сквозное зондирование невозможно ($n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$). В этом случае может быть сделана оценка параметров внешнего слоя плазмы по затуханию в этом слое зондирующего сигнала, отраженного от более глубокого слоя с плотностью $n > n_{кр}$. Обработка осциллограмм типа изображенных на рис. 4, полученных при одновременном зондировании на нескольких частотах ($U = 10 \text{ кВ}$), позволяет найти эффективный размер поглощающего слоя $z_{эф}$. Оценка, полученная таким путем, показала, что на периферии всей основной части струи, включающей (рис. 2, а) передний слой, темный промежуток и основную область, параметры $\sigma_{в.ч}$ и $v_{эф}$ меняются мало и имеют порядок:

$$\sigma_{в.ч.} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ ед. CGSE}; \quad v_{эф} \approx 10^{11} \text{ сек}^{-1}.$$

Если использовать результат зондовых измерений ($T_e \approx 10 \text{ эВ}$) для определения частоты кулоновских столкновений, то окажется, что $v_{эф}/v_{ei} \approx 10^3$. Следовательно, основной вклад в затухание электромагнитной волны вносят столкновения электронов с нейтралами. При этом концентрация нейтралов должна иметь порядок [9]

$$n_0 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Полагая, что эта величина не меняется существенно по сечению струйки и воспользовавшись значением концентрации заряженных частиц в основной области $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($U = 8 \text{ кВ}$), находим, что степень ионизации

$$\alpha = n/n_0 \approx 6\%.$$

Полученная малая степень ионизации хорошо соответствует тому факту, что экспериментально снятое распределение свечения линий H_α , H_β вдоль плазмоида близко к распределению интегрального свечения.

К приведенным параметрам плазменной струи следует добавить «собственные поля», обнаруженные в ее передней части. Здесь речь идет о сигналах, снятых с пояса Роговского и магнитного зонда при отсутствии внешнего поля. (Постоянные времена L/R пояса и зонда были равны $5 \cdot 10^{-7}$ и 10^{-6} сек соответственно.) Сигнал с пояса Роговского (рис. 5, а) имеет общую длительность порядка $10-15 \text{ мксек}$ ($U = 4 \text{ кВ}$); длительность на уровне половины амплитуды — около 2 мксек . Начало сигнала совпадает с передним фронтом струи. На расстоянии 120 см от источника, когда зондирование на СВЧ ($\lambda = 8 \text{ мм}$) обнаруживает развал передней части ($n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$), сигнал с пояса Роговского по-прежнему фиксирует невидимый фронт плазмы. Это подтверждается тем, что при наложении магнитного поля H (рис. 5), когда вследствие удержания плазмы концентрация ее на фронте достигает значения $n \approx n_{кр} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, положение фронта совпадает с максимумом магнитного сигнала при $H = 0$. (Изменение характера самого сигнала с пояса Роговского в магнитном поле будет обсуждено позднее.)

Причина возбуждения ф-й компоненты магнитного поля движущимся плазмоидом специально не исследовалась. Во всяком случае замкнутые токи вдоль плазмодода и внешней цепи отсутствовали.

Сигналы на магнитном зонде не поддаются уверенной идентификации из-за значительных помех. На расстоянии 120 см от источника сигналы с магнитного зонда не были обнаружены.

Интересный результат был получен при скоростном фотографировании струи в конце плазмодода. Конструктивно эта часть установки представляла собой конец трубы, переходящий в вакуумный объем с плоским стеклянным торцом. Ширина вакуумного объема втрое меньше диаметра трубы.

При расположении СФР на расстоянии около 30 см от торца на обычное изображение плазменной струи накладывается повторное изображение, полученное в результате ее обратного движения после отражения от торца (рис. 2, б). Наиболее благоприятным для наблюдения этого эффекта оказалось напряжение на источнике порядка $8-9 \text{ кВ}$. Скорость обратного движения передней части струи, найденная по ее запаздыванию, составляет величину порядка 10^5 см/сек . Вследствие низкой скорости отчетливо фиксируется полая структура плазмоида, о которой упоминалось выше.

Измерения в ведущем магнитном поле

Как показали исследования, наиболее сильным эффектом при транспортировке является потеря заряженных частиц, причем этот эффект носит резко выраженный неравномерный характер по длине струи. Наложение ведущего магнитного поля (описание магнитной системы см. выше) очень сильно ослабило эффект и одновременно помогло выяснить характер происходящих с плазмоидом трансформаций при его движении. Рис. 5 и 6 представляют результаты оптических и электромагнитных измерений при постепенном увеличении напряженности ведущего магнитного поля. Следует предварительно заметить, что появление сигналов на поясе Роговского в первоначально однородном продольном магнитном поле ($H_\phi = 0$) связано, по-видимому, с развалом плазмоида и исчезновением внешней диффузной оболочки, когда обнажаются его спиральный остов и участки резкой неоднородности параметров плазмы.

Из сравнения осциллограмм рис. 7 ($U = 4 \text{ кВ}$) можно видеть, что при транспортировке на расстояние около 1 м сохраняется лишь хвост струи, тогда как передние области, где первоначальная плотность плазмы на два-три порядка выше, практически полностью разваливаются. Этот эффект еще более подчеркивается во временной шкале. Если учесть различие поступательных скоростей вдоль плазмоида и его временную протяженность, то окажется, что время, через которое еще уверенно регистрируется хвост струи, превышает время полного распада передних областей на один-два порядка. По мере увеличения напряженности ведущего магнитного поля плазмоид «восстанавливается». При этом наблюдаются следующие характерные особенности.

1. В процессе распада еще раз проявляется разнородный характер плазмоида: все выделенные выше области, вплоть до момента полного распада, сохраняют четкие границы, которые хорошо фиксируются сигналами с пояса Роговского и магнитного зонда (рис. 5).

2. «Восстановление» плазмоида идет от хвоста к головной части. Концентрация частиц при этом меняется от области к области скачком, сохраняя внутри каждой области довольно постоянный уровень. Это хорошо видно из рис. 6 по сигналам СВЧ-зондирования, когда условие $n < n_{кр}$ выполняется: а — в хвосте струи, б — в основной области и темном промежутке, г — в темном промежутке. Следовательно, скорость распада, существенно меняясь вдоль плазмоида, внутри каждой области является постоянной величиной.

3. При возрастании поля магнитные сигналы сначала увеличиваются. Это указывает на рост градиента плотности и других параметров на границе соседних областей, т. е. на различную скорость «восстановления» этих

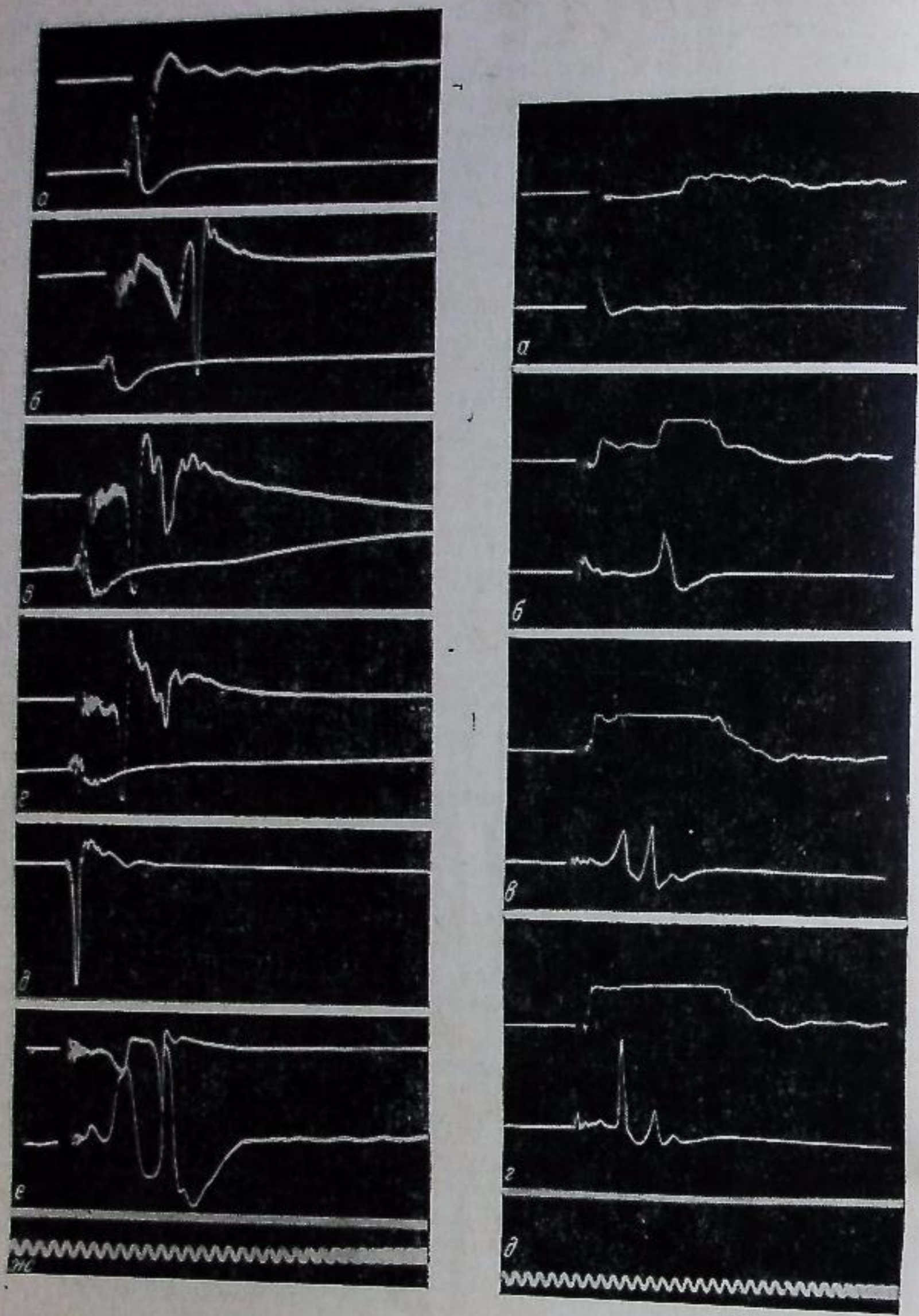


Рис. 5

Рис. 6

Рис. 5. Сигналы с пояса Роговского и магнитного зонда. Малый источник
 $U = 4$ кВ. На кадрах а — г: верхний луч — пояс Роговского, установленный на расстоянии
 $l = 30$ см от источника, нижний луч — пояс Роговского, $l = 120$ см от источника: а — $H_0 = 0$;
 б — $H_0 = 0,5$ кэ; в — $H_0 = 1,0$ кэ; г — $H_0 = 1,5$ кэ; д — сигнал с магнитного зонда, $l = 30$ см,
 $H_0 = 0,5$ кэ; е — верхний луч — пояс Роговского, $l = 120$ см. Нижний луч — магнитный зонд,
 $l = 120$ см, $U = 5$ кВ, $H_0 = 0,5$ кэ, ж — калибровочная синусоида 200 кГц

Рис. 6. Корреляция между сигналом с пояса Роговского (нижний луч) и сигналом
 записания (верхний луч) в одной точке
 $l = 120$ см, $U = 4$ кВ, а — $H_0 = 0$; б — $H_0 = 0,5$ кэ, в — $H_0 = 1,0$ кэ, г — $H_0 = 1,5$ кэ, д — кали-
 бровочная синусоида 200 кГц

областей в магнитном поле. При дальнейшем возрастании поля магнитные
 сигналы «насыщаются» и снова убывают, по-видимому, за счет «восста-
 новления» внешней диффузной оболочки, нивелирующей границу между

областями. В полях, использованных в эксперименте ($H \leq 2 \cdot 10^3$ э), этот
 эффект был отмечен только в задней части плазмоида.

4. Почти полное удержание в использованных полях имело место, та-
 ким образом, только для хвоста струи. Существенно, что значительная
 часть этой области сохраняется и при $H = 0$. На СФР-грамме рис. 2, а
 можно видеть, что при значительном изменении расстояния от источника
 и напряженности удерживающего поля яркость свечения плазмы в хвосте
 плазменной струи не меняется сколько-нибудь заметно. Следовательно,

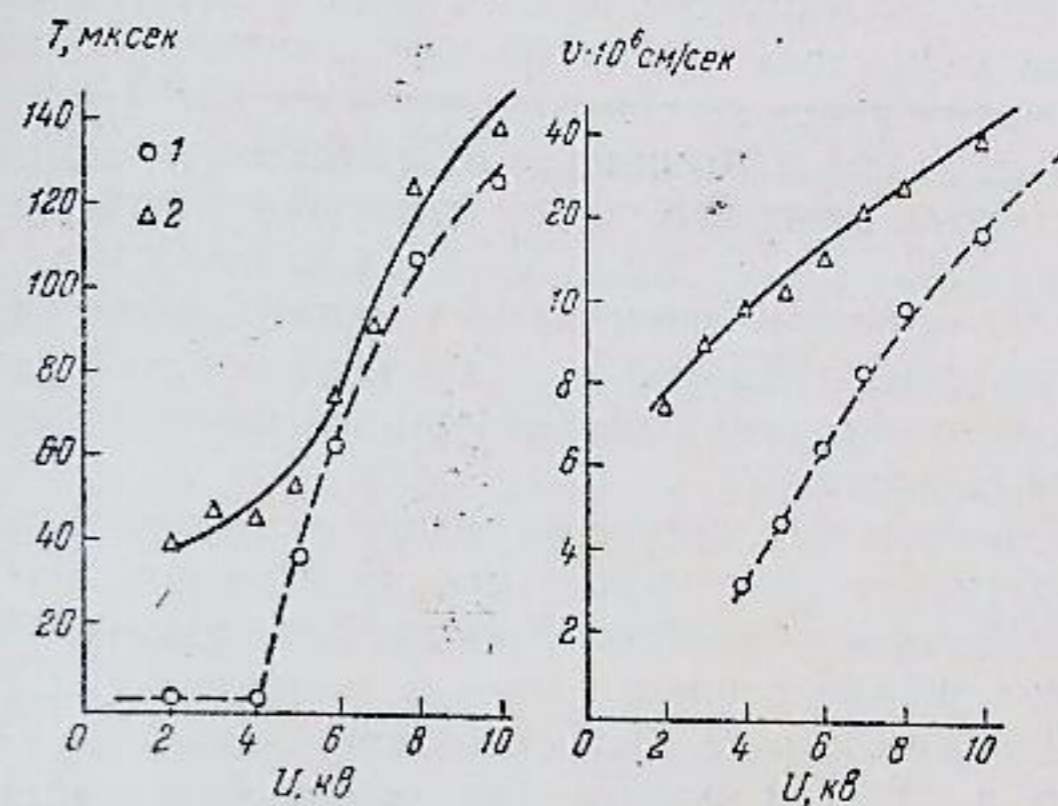


Рис. 7. Зависимость длительности запирающего ($\lambda =$
 $= 4$ мм) и средней скорости плазмоида \bar{v} от напря-
 жения на источнике.

$l = 120$ см, 1 — $H_0 = 0$; 2 — $H_0 = 2$ кэ

структура этой области такова, что приводит к минимальным потерям час-
 тич и энергии.

5. В полях порядка 10^3 э рост концентрации заряженных частиц в тем-
 ном промежутке практически прекращается (рис. 6, в, г), не достигнув
 значения $n \geq n_{кр}$, измеренного для этой области вблизи от источника
 ($l = 30$ см) при $H = 0$.

Вместе с тем магнитный сигнал, разделяющий темный промежуток и
 основную область, не достигает насыщения и продолжает возрастать при
 максимальных полях $H_0 = 2 \cdot 10^3$ э, использованных в эксперименте. Это
 объясняется ростом градиента плотности на границе из-за продолжающе-
 го интенсивного «восстановления» основной области. Хотя в данной
 работе не были использованы большие поля и не был достигнут оптимум
 удержания заряженных частиц основной области плазмоида, тем не менее
 полученный результат представляет качественное доказательство того, что
 в основной области — максимальная концентрация частиц и наиболее эф-
 фективный механизм потерь, который разваливает эту область за время
 порядка 10 мксек. Время распада, как это отмечалось ранее [2], не может
 быть объяснено обычными классическими процессами (диффузией, реком-
 бинацией, перезарядкой и т. д.).

Наблюдающийся характер распада ступка согласуется с предположе-
 нием, что процессу создания и ускорения плазмоида присущи гидромаг-
 нитные неустойчивости, которые и ответственны главным образом за
 усложнение его структуры.

С этой точки зрения представляется естественным, что именно основ-
 ная область подвержена наиболее эффективному распаду, так как по своим
 параметрам она должна быть связана с основным циклом работы источ-
 ника, относящимся к максимуму токов и полей и моменту кумуляции, т. е.
 наиболее вероятным условиям для развития неустойчивости. Проявлением
 такого характера процессов в источнике являются спиральные образова-

вия в плазме и вращение сгустка, обнаруженные ранее [2] и получившие в данной работе дополнительное подтверждение в магнитных измерениях. Выше уже обсуждались сигналы с пояса Роговского, полученные при движении сгустка в однородном продольном поле ($H_0 = 0$). Характерно, что вдали от источника ($l = 120$ см) сигналы с пояса Роговского и магнитного зонда тождественны (с точностью до множителя), тогда как вблизи от источника ($l = 30$ см) между ними отсутствует какое-либо подобие (рис. 5). Этот результат вполне понятен, если учесть, что по СВЧ-зондированию передняя часть плазмоида (включая основную область) окружена диффузной оболочкой, граница которой вдоль его длины изменяется незначительно. Для малых времен, когда эффект диффузии еще пренебрежим, граница плазмоида обладает осевой симметрией и поэтому поток индукции внешнего поля в поясе Роговского остается равным нулю, а сигнал с магнитного зонда еще слабо разрешает структуру его передней части. С течением времени встречная диффузия заряженных частиц и внешнего поля приводит к обнаружению асимметрии, которая на расстоянии 120 см от источника проявляется совершенно отчетливо на сигналах с магнитных датчиков.

Заметным эффектом при транспортировке является также торможение струи. Наиболее сильно этот эффект проявляется для основной области. В магнитном поле торможение ослабляется. Это хорошо видно по сокращению интервала между первым слоем и основной яркосветящейся областью на СФР-грамме (рис. 2, *д*) и смещению сигналов с магнитных датчиков (рис. 5, *б*, *в*, *г*). Для напряжения на источнике $U = 8$ кВ, например, было измерено возрастание скорости в 1,9 раза при $H_0 = 2 \cdot 10^3$ э.

Скорость фронта струи, фиксируемая по сигналам с пояса Роговского (рис. 5, *б*, *в*, *г*), в пределах точности измерений не обнаруживает зависимости от магнитного поля. Отчетливо наблюдается лишь ослабление амплитуды сигнала при возрастании поля. Любопытно, что на СФР-грамме (рис. 2, *д*) одновременно наблюдается ослабление свечения плазмы соответствующей области сгустка.

При измерениях средней скорости плазменной струи обычно возникает ошибка, связанная с непрерывным распадом ее передней части. При этом фиксируется кажущийся эффект торможения, который может значительно преобладать над истинным изменением поступательной скорости. На рис. 7 представлен график зависимости длительности T и средней скорости \bar{v} плазмоида от напряжения на источнике для двух значений магнитного поля $H_0 = 0$ и $H_0 = 2 \cdot 10^3$ э. Отсчет производился по уровню концентрации $n = 7,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, критической для зондирующей волны $\lambda = 4$ мм. Влияние магнитного поля на величины T и \bar{v} носит одинаковый характер, поскольку здесь преобладает один эффект — удержание плазмы передней части струи в магнитном поле (см. также осциллограммы рис. 6).

Из сказанного выше ясно, что величина \bar{v} не относится точно к какой-либо области плазмоида, поэтому полученная зависимость $\bar{v} = \bar{v}(U)$, так же как и зависимость $T = T(U)$, не характеризует эффективность работы источника от напряжения на нем и не может быть непосредственно приложена к анализу физических процессов в источнике.

Выводы

В работе [1] нами было высказано предположение относительно возможного механизма неустойчивости, ответственного за наблюдаемые свойства плазменной струи. Оценка показывает, что время τ кумуляции ударных волн в источнике составляет величину, достаточную для развития желобковой неустойчивости.

Весь комплекс проведенных в данной работе измерений в свою очередь приводит к результатам, которые могут быть объяснены, исходя из

предположения, что в процессе формирования плазмоида наиболее существенную роль играет развитие неустойчивости.

Основные выводы из обсуждений, проводившихся при изложении экспериментального материала, следующие:

- 1) неустойчивость в плазмоиде развивается в процессе его создания;
- 2) структура плазмоида определяется формой появляющейся неустойчивости;
- 3) наблюдаемой структуре плазмоида присущ весьма эффективный механизм потерь, приводящий при транспортировке к быстрому распаду и торможению плазмы, а также к заметным потерям энергии;
- 4) первоначальная концентрация заряженных частиц в плазмоиде достаточно высока, однако степень ионизации, температура и поступательная скорость имеют относительно низкие значения;
- 5) применение магнитного поля дает заметный эффект уменьшения потерь и торможения.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность чл.-корр. АН СССР Г. И. Будкеру за внимание и интерес к работе и чл.-корр. АН СССР Р. З. Сагдееву за обсуждение и большую помощь.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко, Прикл. матем. и техн. физ., 6, 175, 1963.
2. H. A. V. Bodin, A. A. Newton, Phys. of Fluids, 6, № 9, 1338, 1963.
3. V. Josephson, Appl. Phys., 24, № 1, 30, 1958.
4. В. И. Пистунович, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, IV, 134, 1958.
5. F. Wadbroeck, C. Leloup, I. P. Poffé, P. Evrard, R. Der Agobian, D. Veron, Nuclear Fusion Supplement, 2, 675, 1962.
6. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, В. И. Пильский, А. Г. Пономаренко, Теплофизика высоких температур, в печати.
7. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин и А. Г. Пономаренко, Ж. техн. физики, 34, № 1, 1964.
8. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, 1962.
9. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, Госатомиздат, 1961.