

10  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 241

В.С.Койдан, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко,  
Б.А.Яблочников

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ  
НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ТОКОМ  
ПРЯМОГО РАЗРЯДА

Новосибирск  
1968

В.С.Койдан, А.Н.Папырин,  
А.Г.Пономаренко, Б.А.Яблочников

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ  
ТОКОМ ПРЯМОГО РАЗРЯДА

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся новые экспериментальные результаты изучения процесса турбулентного нагрева плазмы током прямого разряда. Показано, что при различных формах тока падение потенциала в плазменном шнуре сосредоточено в области  $\sim 5$  см и может перемещаться вдоль разрядного промежутка. Максимальные величины аномального сопротивления и напряжения на разрядном промежутке наблюдаются в момент резкого уменьшения тока; в этот же момент наблюдается обратный ток электронов на катод. Наступление турбулентного режима характеризуется расширением плазменного шнура к стенке камеры. Высказываются предположения о возможной причине наблюдаемых эффектов.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к явлениям, возникающим в импульсном  $Z$ -пинче при низкой плотности газа. С одной стороны, это вызвано работами в области ядерного синтеза, в которых получены прямые доказательства нагрева ионов и электронов плазмы / 1-9/, а с другой стороны - заманчивой возможностью проверить основные положения теории турбулентного нагрева и установить, таким образом, некоторые количественные соотношения, связанные с коллективными процессами в плазме [10-13]. В данной работе приводятся новые результаты исследования механизма нагрева плазмы током прямого разряда в турбулентном режиме.

Схема установки и методы измерений подробно описаны в предыдущих работах авторов /14,15/.

1. На рис.1 представлены 4 вида осциллограмм, полученных при примерно одних и тех же параметрах предварительной плазмы:  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e0} \approx 5 \text{ эВ}$  и  $H_0 \approx 1,5 \text{ кэ}$ , и соответствующие им распределения активного напряжения по длине шнура, построенные для момента времени, когда величина  $V$  достигает максимума. Первый вывод, который может быть сделан на основании приведенных данных, заключается в следующем: при примерно одинаковых начальных условиях ( $n_0, T_{e0}$ ) область основного падения активного напряжения может перемещаться вдоль оси разряда и имеет достаточно ограниченную локализацию  $\sim 5 \text{ см}$ . Это означает, что именно в этом месте должна выделяться в основном энергия тока и именно этот участок обладает аномально высоким активным сопротивлением  $R_{эф}$ . Более подробная временная картина возникновения турбулентного режима может быть прослежена на рис.2. Величина тока на начальной стадии определяется в основном волновым сопротивлением  $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ , затем с некоторого момента  $t_1$ , в цепи возникает активное сопротивление  $R_{эф}$ , которое быстро нарастает до величины, превышающей значение  $\rho$  примерно на порядок. Начиная с момента  $t_2$  величина  $R_{эф}$  хотя и уменьшается, но все еще длительное время сохраняет достаточно большое значение. На осциллограмме тока наблюдается в этом режиме характерная полочка или провал. Длительность провала, как было установлено из разверток свечения поперечного размера шнура, существенно зависит от времени выхода горячей плазмы на стенку камеры. Одновременно проведенные измерения плотности  $n_0$  электронов в момент прохожде-

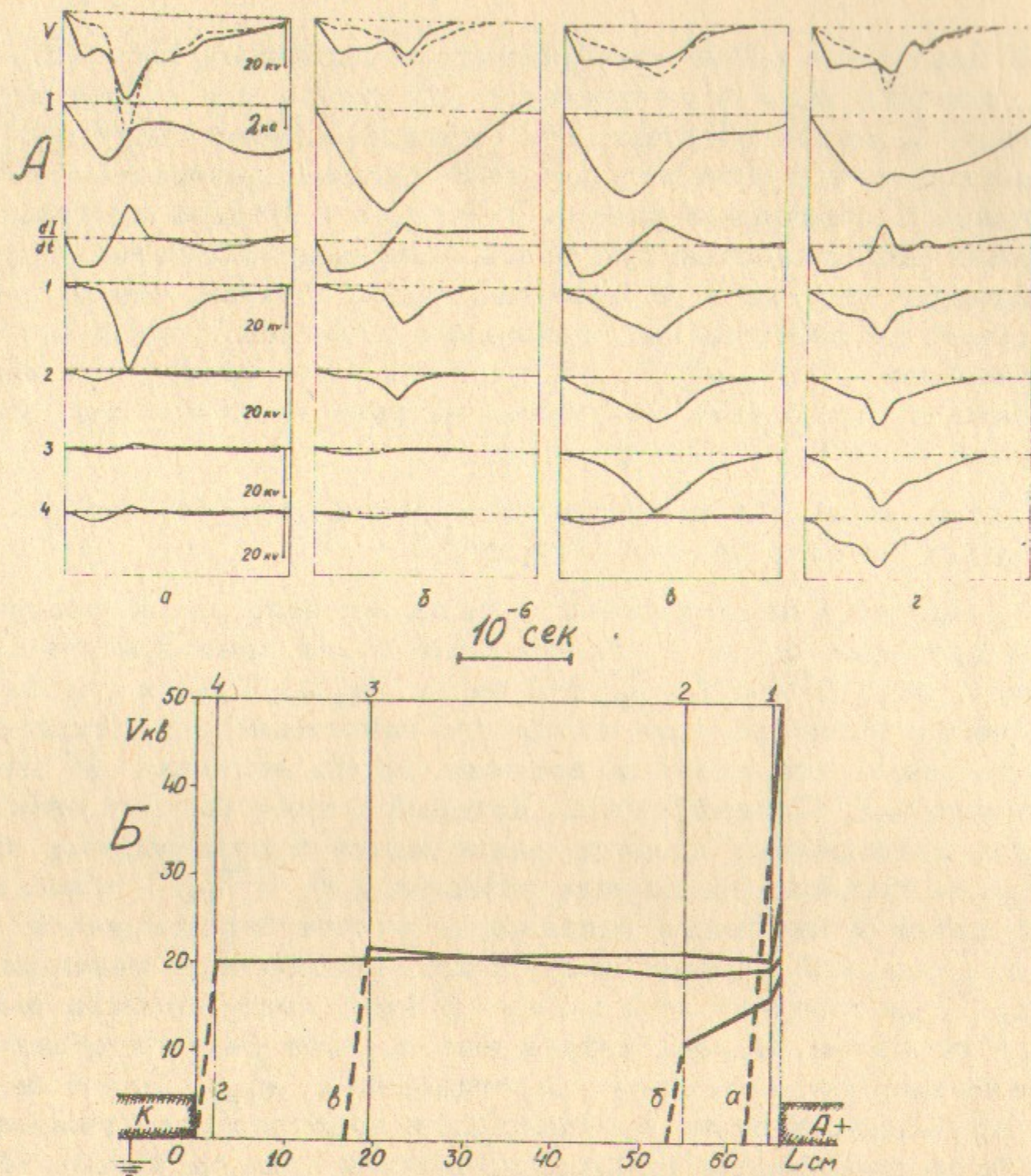


Рис.1. Падение потенциала в разрядном промежутке. А. Осциллограммы: напряжения  $V$  (сплошной линией - полное, пунктиром - активное напряжение на столбе); тока  $I$ ; производной тока  $dI/dt$ ; 1,2,3,4 - сигналы зондов, измеряющих потенциал в точках плазменного шнура, показанных на нижней части рисунка (Б), форма тока разряда зависит от статистического разброса параметров предварительной плазмы. Б. Распределение потенциала при различных формах тока (а,б,в,г). Область локализации основного падения потенциалов в  $\sim 5$  см была определена специальными измерениями с близко расположенными зондами. Режим:  $U_0 = 30$  кв,  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $H_0 = 1,5$  кэрст, воздух.

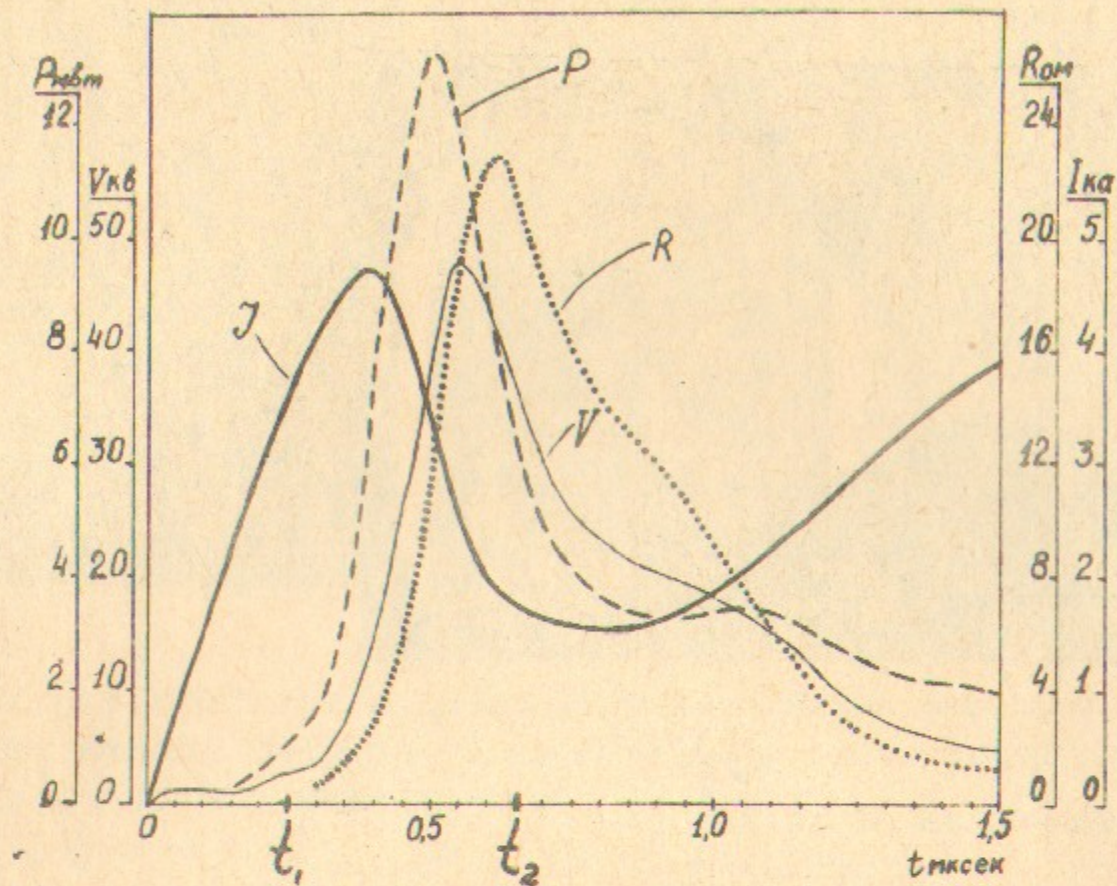


Рис.2. Осциллограммы тока  $I$  и активного напряжения  $V$ .  $P$  - мощность,  $R$  - активное сопротивление разрядного промежутка.

ния тока и съёмки ЭОП показали, что движение светящейся границы плазмы по направлению к стенкам камеры имеет, по-видимому, диффузионный характер, поскольку наблюдавшееся уменьшение концентрации в  $2 \div 3$  раза не соответствовало увеличению поперечного сечения шнура примерно в  $5 \div 7$  раз. К тому же, определенное в других опытах [14] значение  $\beta = \frac{nT_L}{kT_e} \ll 1$  подтверждает указанное выше предположение. На рис.3 отчетливо видно движение светящейся границы плазменного шнура и последующий довольно резкий обрыв тока практически до нуля. В этот момент на промежутке уже существует довольно высокое активное напряжение.

Как показывают осциллограммы сигнала с коллектора электростатического анализатора (рис.4), в момент появления обрыва тока, и даже чуть раньше, наблюдается движение электронов про-

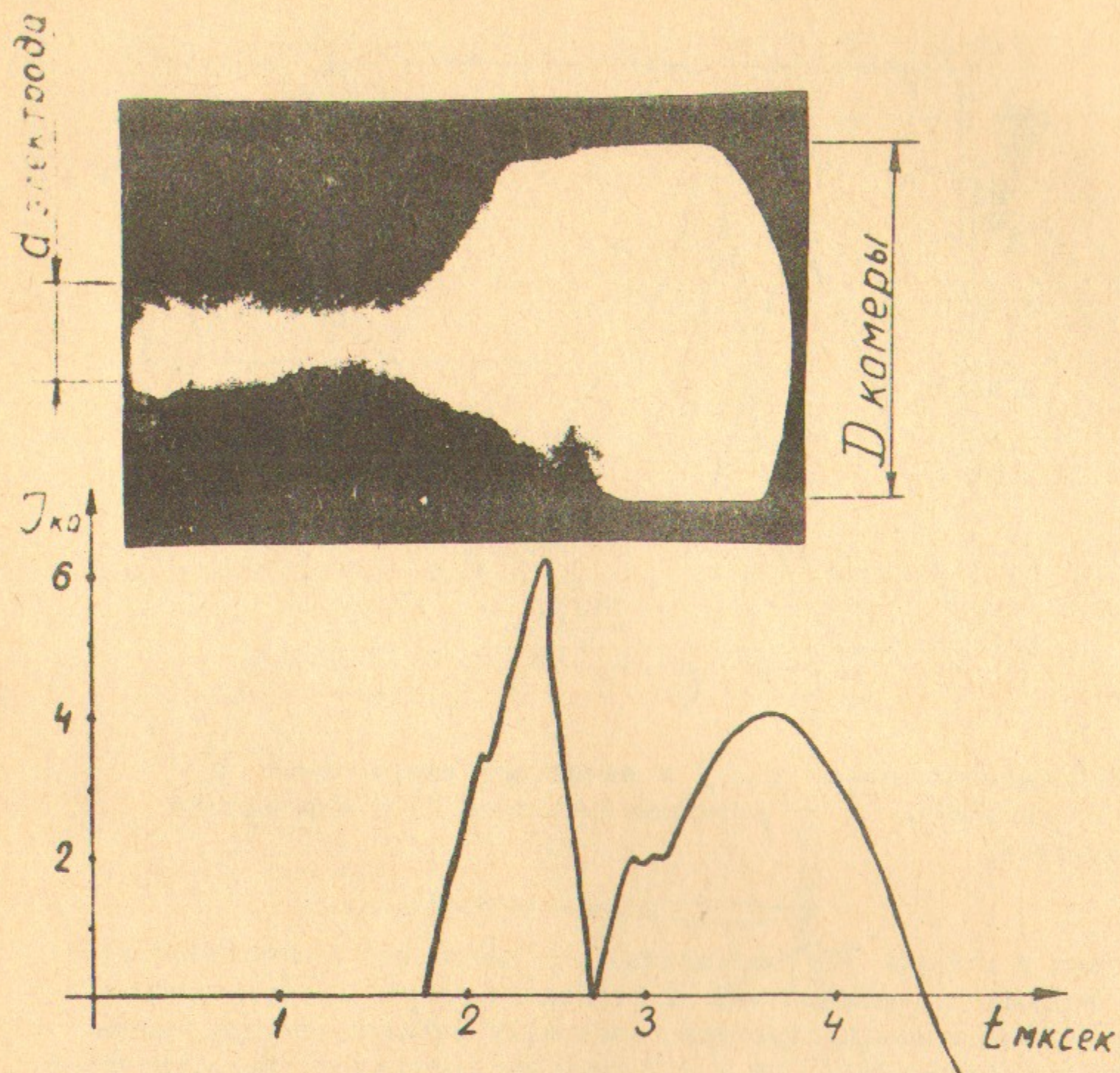


Рис.3. Временная развертка свечения поперечного размера плазменного шнура, внизу - ток разряда.

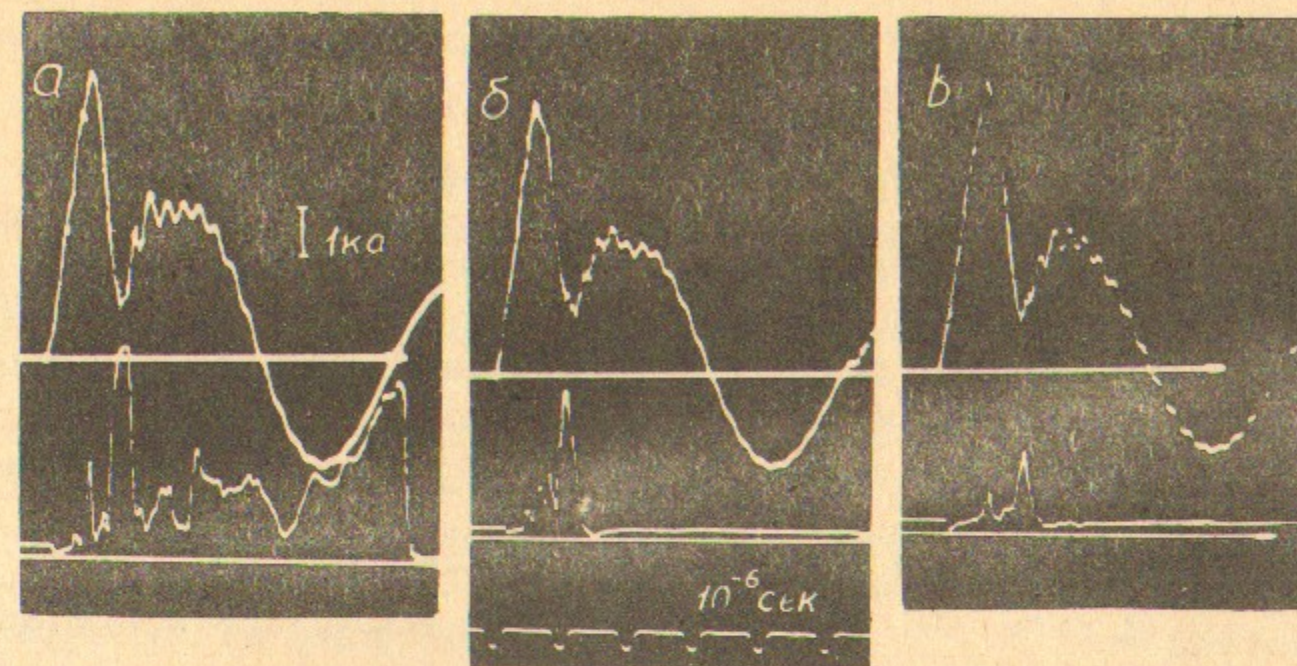


Рис.4. Ток электронов, движущийся против электрического поля на катод. Верхняя осциллограмма - ток разряда, внизу - ток на коллектор анализатора. Потенциалы задержки: а.  $U_3 = 0$  в, б.  $U_3 = 500$  в, в.  $U_3 = 1200$  в.

тив электрического поля на катод разряда. Из рис.4 видно, что вначале сигнал на коллектор имел отрицательный знак, что соответствовало ионному току (анализатор располагался в катоде), а затем, с началом турбулентности, он становился положительным (электроны!) и достигал максимума в момент резкого уменьшения основного тока разряда. Анализ по энергиям, проведенный для электронов, движущихся против поля, показал, что они имеют распределение, близкое к максвелловскому, а средняя энергия их составляет  $0,2 eV$  - активного падения потенциала в плазме, существующего в это время. В некоторых случаях плотность обратного потока электронов сравнивалась с плотностью прямого тока (на рис.4  $J_{обp} \approx 0,65 J$  прямого), при этом, на короткое время, разряд прекращался вообще.

Таким образом, можно утверждать, что стадия длительного существования большого активного сопротивления сопровождается движением некоторого количества горячих электронов как

поперёк разряда (в основном), так и против электрического поля (в момент резкого обрыва тока).

Дальнейшие опыты показали, что выход электронов на стенку камеры приводит к испарению нейтрального газа и развитию нового пробоя, приводящего фактически к шунтированию большого активного сопротивления, характерного для турбулентного выделения энергии в плазме. СВЧ - зондирование на длине волны 0,4 см показало, что после вторичного пробоя вблизи стенок образуется слой плазмы с плотностью, превышающей начальную на два порядка ( $\rho_0 \approx 8 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст.,  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а  $n_{\text{конечное}} \approx 7 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). Как видно из рис.1, описанное выше явление паузы тока не всегда имеет столь резкий характер, как на осциллограмме типа *a*, однако, именно в этом случае наиболее ярко проявляется связь наблюдаемых последующих явлений с процессом развития неустойчивости и переходом разряда в турбулентный режим.

2. Таким образом, приведенные выше результаты эксперимента позволяют сделать следующие выводы:

а) турбулентный режим в разряде, для которого характерным является появление аномального сопротивления  $R_{\text{эф}}$  в плазме, начинается при определенном значении тока  $J$ ;

б) существует ограниченная область плазменного шнура  $\sim 5$  см, в которой развивается неустойчивость, приводящая к аномальному росту сопротивления в этом месте;

в) поглощаемая в плазме энергия также носит локальный характер и растёт в фазе с ростом  $R_{\text{эф}}$  и активного падения потенциала;

г) место наиболее интенсивного поглощения энергии в разряде может перемещаться вдоль оси столба, чем и определяется вид осциллограмм на рис.1;

д) для наиболее длительной паузы тока характерным является стремление области аномального сопротивления сосредоточиваться у анода разряда.

3. В наших предыдущих работах /14,15/ было показано, что

наступление турбулентного режима существенно зависит от параметра  $\eta \approx \frac{j_{\sim}}{j_0}$ , (где  $j_{\sim} = \frac{U}{\rho S}$ , а  $j_0 \approx e n_0 \sqrt{\frac{2kTe}{m}}$ , где  $n_0$  и  $Te$  - плотность и температура электронов предварительной плазмы) и сопровождается интенсивным возбуждением колебаний на частотах  $\omega_{oe}$  и  $\omega_{oi}$ . К сожалению, вопрос о конкретном механизме, ответственном за появление аномального сопротивления остается до сих пор открытым и нельзя еще утверждать, что наблюдающиеся колебания являются причиной, а не следствием некоторой другой неустойчивости, приводящей к турбулентному характеру выделения энергии в плазме. Тем не менее уже сейчас можно высказать некоторые соображения, основываясь на совокупности представленных экспериментальных данных.

4. Согласно теоретическим представлениям, развитым в работах /12,13/, при протекании больших токов через плазму возможно возникновение различных видов неустойчивостей. Так, например, если токовая скорость электронов  $U_{\text{ток}} > \sqrt{\frac{2kTe}{m}}$  - возбуждается ионно-звуковая неустойчивость, при  $U_{\text{ток}} > \sqrt{\frac{M}{m} \frac{2kTe}{m}}$  - возбуждается токовая или "бунемановская" неустойчивость. Если ток переносит малая часть электронов, возможна пучковая неустойчивость, при этом  $U_{\text{пучка}} > \sqrt{\frac{2kTe}{m}}$  - тепловой скорости электронов. Приведенные выше результаты эксперимента показывают, что наиболее интенсивно неустойчивость развивается в некоторых выделенных участках токового шнура. Можно предположить, что вследствие неоднородности по длине начальной концентрации электронов (особенно это касается приэлектродных областей) любая из указанных выше неустойчивостей должна, по-видимому, сосредотачиваться именно в этом месте. Возникновение колебаний большой амплитуды приведет к появлению аномального сопротивления, возрастанию активного напряжения и сильному локальному перегреву плазмы. По-видимому, в этих условиях возможно последовательное протекание всех трех стадий неустойчивости тока. Об этом, в какой-то мере, свидетельствуют измерения распределения по энергиям электронов, приходящих на анод разряда в турбулентном режиме /14,15/. Эти измерения показали, что, если до начала паузы тока распределение электронов по энергиям близко к максвелловскому, то в момент паузы спектр электронов скорее имеет вид релаксирующего пучка, причём плотность электронов, приходящих на

анод, в этом режиме, как правило, всегда меньше плотности плазмы.

В заключение следует указать, что описанная выше картина развития турбулентности не обязательно связана с предположением о наличии электродов. Именно поэтому, объяснение наблюдаемых эффектов турбулентности и аномального нагрева в тороидальных системах /16, 17/ с привлечением теории пучковой или ионно-звуковой неустойчивости может быть более достоверным только после проведения тщательных измерений распределения потенциала по всей длине плазменного шнура.

Анализ экспериментов, проведенных с целью изучения механизма взрывающихся проволочек /18/, указывает на большое сходство возникающих там физических явлений с описанными в настоящей работе. Плотности тока  $\sim 10^8$  а/см<sup>2</sup>, при которых наблюдаются подобные эффекты, проявляющиеся в возникновении паузы тока, аномальном возрастании сопротивления и повторном зажигании промежутка, могут обеспечить необходимое для возникновения ионно-звуковой неустойчивости требование  $U_{\text{ток}} > \sqrt{\frac{2kTe}{M}}$

Изложенные факты подкрепляются дополнительными сведениями, относящимися также к стадии паузы тока и касающиеся структуры проволочки в этот момент /18/. Чередование промежутков металла и испарившейся металлической плазмы и паров являются фактически моделью импульсной рентгеновской трубки /19/, которая является, в свою очередь, ни чем иным, как прообразом прямого разряда с предварительной ионизацией. Вольтамперные характеристики таких трубок хорошо изучены и имеются в настоящее время четкие доказательства возникновения в них тех же эффектов, обязанных коллективным свойствам плазмы.

Авторы выражают искреннюю признательность члену-корреспонденту АН СССР Сагдееву Р.З., доктору физ.-мат. наук Нестерихину Ю.Е., кандидату физ.-мат. наук Рютову Д.Д. за интерес и внимание к данной работе.

## Л и т е р а т у р а

1. М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ 47, 1597, 1964.
2. М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, С.Л.Недосеев, Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ 52, 643, 1967.
3. В.А.Супруненко, Я.Б.Файнберг, В.Т.Толок, Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева, П.Я.Бурченко, Е.Д.Волков, И.И.Руднев. Атомная энергия 14, 349, 1963.
4. В.А.Симонов, В.В.Абозовик, В.В.Игнатъев. 2-я Международная конференция по физике плазмы, Калем, Англия, 1965, доклад 21/167.
5. А.И.Карчевский, А.П.Бабичев, Ю.А.Муромкин, В.Н.Безмельницын. ЖЭТФ 53, 1195, 1967.
6. Л.В.Дубовой, В.П.Федяков. ДАН СССР, 167, 553, 1966.
7. Е.К.Завойский, С.Л.Недосеев, Л.И.Рудаков. Письма ЖЭТФ 6, 951, 1967.
8. J.M. Jensen, F.R. Scott, *Phys. Rev. Letters*, 19, 1100, 1967.
9. Е.И.Луценко, Л.И.Болотин, Я.Б.Файнберг, И.Ф.Харченко, ЖТФ, 35, 635, 1965.
10. Л.В.Дубовой, А.Г.Пономаренко, О.М.Швец. Сб. "Вопросы магнитной гидродинамики плазмы", 2, 201, 1962.
11. Л.В.Дубовой, В.А.Корнилов, А.Г.Пономаренко. Сб. трудов Межвузовской конференции по новой технике, 1962.
12. Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, т.4. Госатомиздат, 1964.
13. Л.И.Рудаков, Л.В.Кораблев. ЖЭТФ 50, 220, 1966.
14. В.С.Койдан, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко, Б.А.Яблочников. Письма ЖЭТФ, в печати.

15. Н.К.Бергер, В.С.Койдан, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко, Б.А.Яблочников, В.Н.Стибунов. ЖЭТФ, в печати. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1968.
16. С.Д.Фанченко, Б.А.Демидов, Н.И.Елагин, Д.Д.Рютов, ЖЭТФ, 46, 497, 1964.
17. *S. M. Hamberger, A. Malein, J. H. Adlam, M. Friedman. Phys. Rev. Letters, 19, 350, 1967.*
18. Ф.Уэбб, Г.Хилтон, П.Левин, Э.Толлестрап. Электрический взрыв проводников. Изд. "МИР", Москва, 1965.
19. *S. K. Händel, J. Sundström. Z. Physik, 188, 506, 1965.*

---

Ответственный за выпуск В.С.Койдан

Подписано к печати 1.УШ.1968 г.

Усл. 0,7 печ., тираж 250 экз.

Заказ № 241 бесплатно.

---

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР. нв.