

9  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 240

Н.И.Алиновский, А.П.Алхимов, В.А.Корнилов

А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко, А.И.Рогозин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ  
ИМПУЛЬСНОГО ЛИНЕЙНОГО РАЗРЯДА ПУЧКАМИ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ И ОПТИЧЕСКИМ  
МЕТОДОМ ПО УШИРЕНИЮ ЛИНИИ  $H\beta$

Новосибирск  
1968

Н.И.Алиновский, А.П.Алхимов, В.А.Корнилов,

А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко, А.И.Рогозин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО  
ЛИНЕЙНОГО РАЗРЯДА ПУЧКАМИ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ  
И ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ПО УШИРЕНИЮ ЛИНИИ  $H\beta$

А Н Н О Т А Ц И Я

Измерена плотность плазмы в импульсном  $Z$  - пинче в диапазоне начальных давлений ( $2 \cdot 10^{-3} - 1,4 \cdot 10^{-2}$  мм.рт.ст.) при различных значениях квазистационарного магнитного поля и напряжении на разряде с помощью зондирования пучком нейтральных атомов водорода и оптическим методом по штарковскому уширению бальмеровской линии  $H\beta$ . Наблюдается удовлетворительное совпадение результатов измерений, полученных указанными методами. Сравнительно высокое значение электронной температуры, найденное из диамагнетизма плазмы (60 эв) и ослабления нейтрального гелиевого пучка (200 эв) может быть объяснено возникновением неустойчивости в скин-слое при большой плотности тока.

Для проведения опытов по генерации сильных бесстолкновительных ударных волн необходимо иметь предварительную плазму с высокой степенью ионизации /1/. Такую плазму можно получить с помощью прямого разряда, основываясь на том, что при больших токах за счёт развития неустойчивости в скин-слое может осуществляться эффективный нагрев электронов /2/. Основной целью настоящей работы является определение параметров плазмы, создаваемой разрядом подобного типа /3, 4/.

1. Схема установки, на которой были проведены эксперименты, представлена на рис.1. Быстрый  $Z$ -пинч с периодом  $T \approx 2$  мксек осуществлялся в стеклянной камере 1 с внутренним диаметром 5,5 см и длиной 90 см. Инициирование разряда производилось искрой 2, аналогичной источнику Бостика. Электрическая цепь с волновым сопротивлением  $\rho = 3,2$  ом и ёмкостью  $C = 0,1$  мкф, заряженной до 30 кв, позволяла получать токи до 10 ка. Разряд протекал в квазистационарном магнитном поле, которое создавалось двумя катушками Гельмгольца 3. В центральной части разряда поле 4 однородно с точностью до 1,5% и могло меняться до 5 кэ. Опыты проводились в водороде в диапазоне давлений  $2 \cdot 10^{-3} - 1,4 \cdot 10^{-2}$  мм.рт.ст.

2. Ток измерялся малоиндуктивным шунтом  $R_{ш}$ . Распределение потенциала вдоль плазменного столба исследовалось с помощью электростатических зондов коаксиальной конструкции. Часть зонда, которая находилась в контакте с плазмой, имела диаметр 0,5 мм и длину 1 см. Для исключения индуктивной составляющей напряжения, зонды вводились в плазму вдоль оси со стороны заземленного электрода. Потенциалы в пяти точках по длине плазменного столба снимались за один разряд.

Определение плотности плазмы производилось: зондированием на длине волны  $\lambda = 4$  мм, регистрацией ослабления пучка быстрых (10 кв) нейтральных атомов водорода /5/ и оптическим методом по штарковскому уширению бальмеровской линии  $H\beta$  /6/.

Ослабление нейтрального водородного пучка с энергией 10 кэв происходило, главным образом, в результате резонансной перезарядки на протонах плазмы. Так, для энергии атомов водорода 10 кэв  $\sigma_n \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, сечение обдирки на ионах и нейтралах составляет соответственно  $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup> и  $4 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>, а

максимальное сечение ионизации электронами (при  $T = 140$  эв) составляет  $2,3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

Из решения дифференциального уравнения, описывающего ослабление  $H^0$ , находим:

$$n_+ L = \frac{\ln \frac{I_{H^0}(0)}{I_{H^0}(L)}}{\sigma_n} \quad (1),$$

где  $n_+$  - плотность ионов плазмы,

$L$  - расстояние, на котором происходило взаимодействие пучка с плазмой. Оно равно диаметру плазменного столба, определяемого из фоторазверток.

$I_{H^0}(0)/I_{H^0}(L)$  - отношение интенсивностей пучка до и после взаимодействия.  $\sigma_n$  - сечение перезарядки.

При небольшом содержании примесей в плазме, что подтверждается предварительными оптическими измерениями, точность определения плотности этим методом не хуже 25%. При низкой степени ионизации учитывалось взаимодействие пучка с нейтральной компонентой плазмы.

Последующие измерения показали, что время жизни распадающейся плазмы  $\tau \approx 100$  мксек. Предполагая, что величина  $\tau$  определяется уходом ионов вдоль магнитного поля с тепловыми скоростями, можно оценить максимально возможное значение

$T_i \leq 1$  эв. Эта грубая оценка позволяет пренебречь для нашего случая доплеровским уширением линии  $H\beta$  по сравнению со штарковским при  $n \geq (3 - 4) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Для определения полуширины  $H\beta$  применялась система, аналогичная /4/. Расположение оптической установки 7 . 8 схематично показано на рис.1. Излучение плазмы фокусировалось на входную щель спектрографа ИСП-51, с которым был скрещен интерферометр ИТ-51. Интерференционная картина проектировалась камерным объективом спектрографа ( $f = 270$  мм) на фотокатод пятикаскадного усилителя света УС-01, где устанавливалась щель размером  $d \sim 1$  мм. Работа электронно-оптического преобразователя в хронографическом режиме позволяла получать развертку линии  $H\beta$  за один разряд. Коэффициент усиления ЭОП давал возможность проводить измерения при плотности плазмы

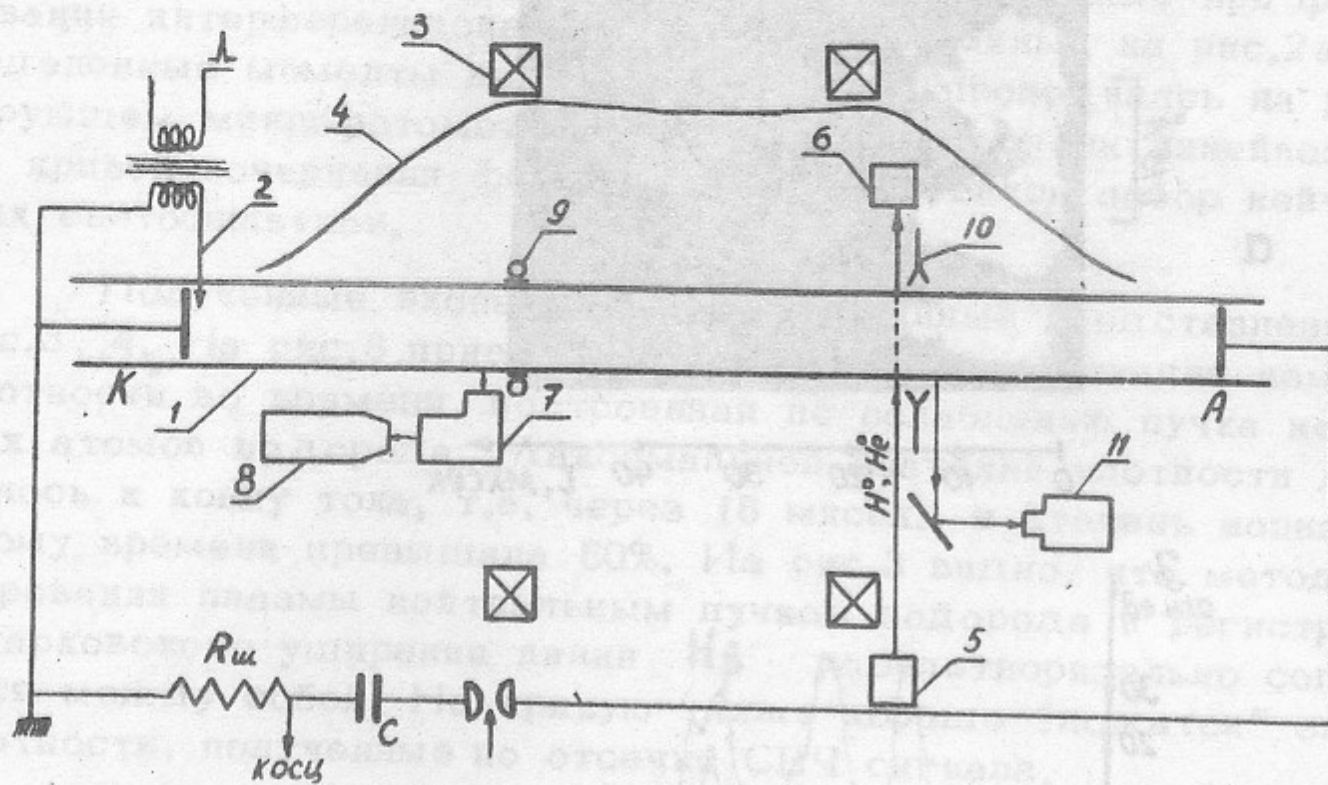


Рис.1. Схема установки.

К, А - соответственно катод и анод прямого разряда ; 1 - камера ; 2 - инициирующая искра ; 3 - катушки квазистационарного магнитного поля ; 4 - распределение магнитного поля вдоль системы ; 5 - источник быстрых пучков атомов водорода и гелия ; 6 - детектор пучков  $H^{\circ}$  и  $He^{\circ}$  ; 7 - спектрограф ИСП-51 и интерферометр Фабри-Перо ИТ-51 ; 8 - усилитель света УС-01 ; 9 - диамагнитный зонд ; 10 - система СВЧ-зондирования ; 11 - электронно-оптический преобразователь ;  $R_{ш}$  - малоиндуктивный шунт.

$n \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и длительности развертки  $t \geq 10$  мксек.

На рис. 2а приведена типичная фотография временной развертки линии  $H\beta$ . Толщина промежуточного кольца ИТ-51

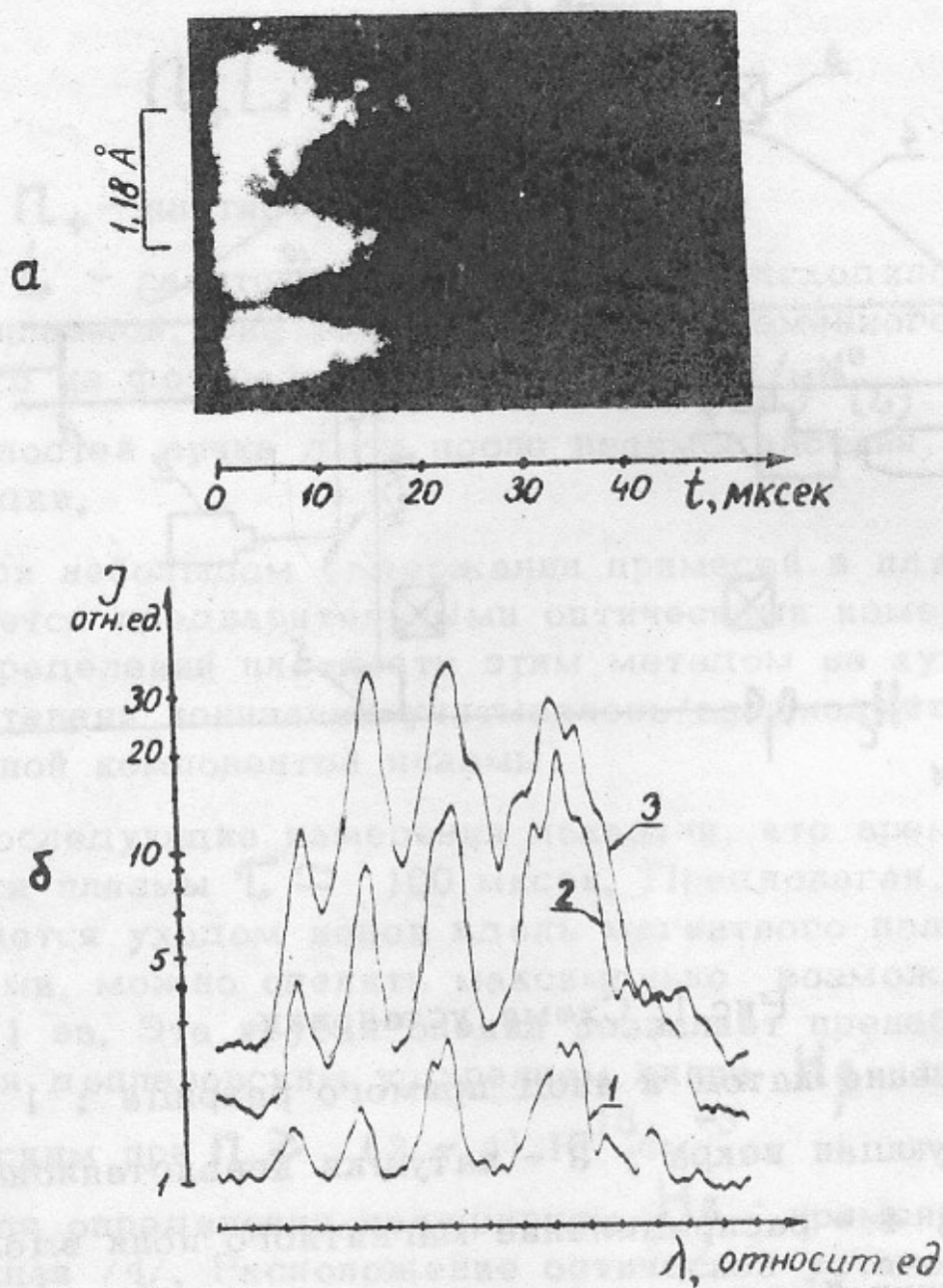


Рис. 2, а - временная развертка интерференционной картины, полученной на баальмеровской линии  $H\beta$ . Область дисперсии

$$\Delta\lambda = 1,18 \text{ Å}; \quad I = 30 \text{ кв}; \quad H=0; \quad P = 8 \cdot 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.};$$

пинча

$J$  - кривые, полученные при фотометрировании интерференционных полос в различные моменты времени; 1 - спустя 20 мксек от начала тока; 2 - 10 мксек; 3 - 5 мксек.

составляла 1 мм, что давало значение области дисперсии

$\Delta\lambda = 1,18\text{Å}^\circ$  и точности разрешения  $0,05\text{Å}$ . Разрешение, определяемое ЭОП, составляло  $0,1\text{Å}^\circ$ . Суммарная аппаратная полуширина системы равнялась  $0,15\text{Å}^\circ$ .

На рис.2б приведены три кривые, полученные при фотометрировании интерференционных полос, изображенных на рис.2а, в определенные моменты времени. Обработка проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Для работы на линейном участке кривой почернения фотопленки использовался набор нейтральных светофильтров.

Полученные экспериментальные данные представлены на рис.3, 4. На рис.3 приведена кривая, иллюстрирующая изменение плотности во времени, построенная по ослаблению пучка нейтральных атомов водорода. Максимальное значение плотности достигалось к концу тока, т.е. через 15 мксек., и степень ионизации к этому времени превышала 50%. Из рис.3 видно, что методы зондирования плазмы нейтральным пучком водорода и регистрации штарковского уширения линии  $H\beta$  удовлетворительно согласуются между собой. На кривую также хорошо "ложатся" значения плотности, полученные по отсечке СВЧ сигнала.

Кривые спада электронной плотности плазмы во времени, приведены для различных значений квазистационарного магнитного поля на рис.4. Там же нанесены данные СВЧ-зондирования.

3. Электронная температура плазмы определялась зондированием пучком быстрых /10 кв/ нейтральных атомов гелия и по измерениям диамагнетизма плазмы.

Пучки атомов  $He^\circ$  и  $H^\circ$ , полученные из одного источника, одновременно проходили через плазму прямого разряда. Ослабление нейтрального пучка гелия с энергией 10 кэв происходило, в основном, за счёт ионизации электронами плазмы, эффективное сечение которого при температуре  $T_e > 20$  эв существенно превышает сечения перезарядки и обдирки на протонах плазмы

$\frac{\langle\sigma v\rangle}{v_0} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ . Для нашего случая суммарное сечение обдирки, перезарядки атомов ( $\sigma^*$ ) на ионах плазмы, имеет значение  $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ .

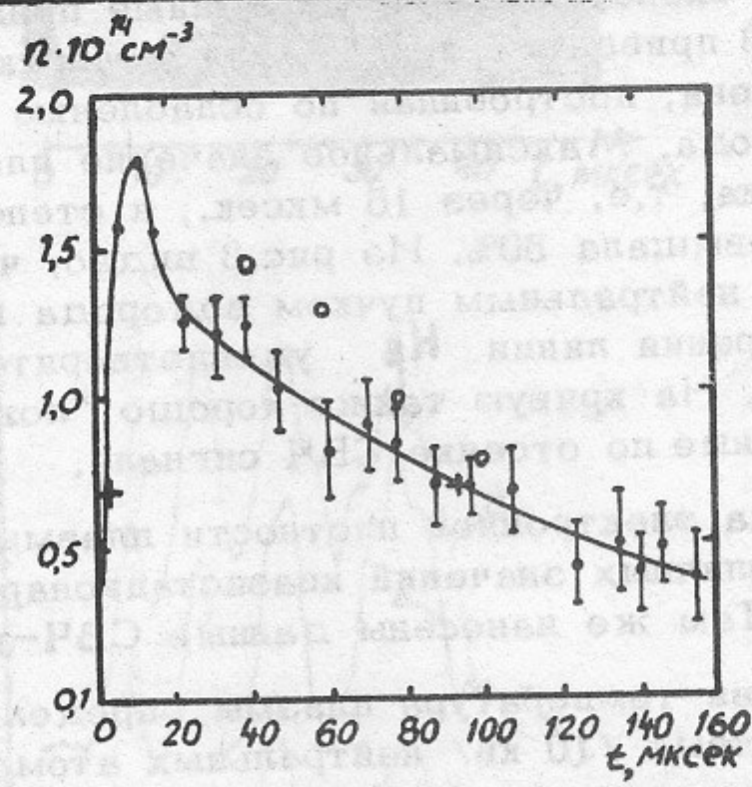
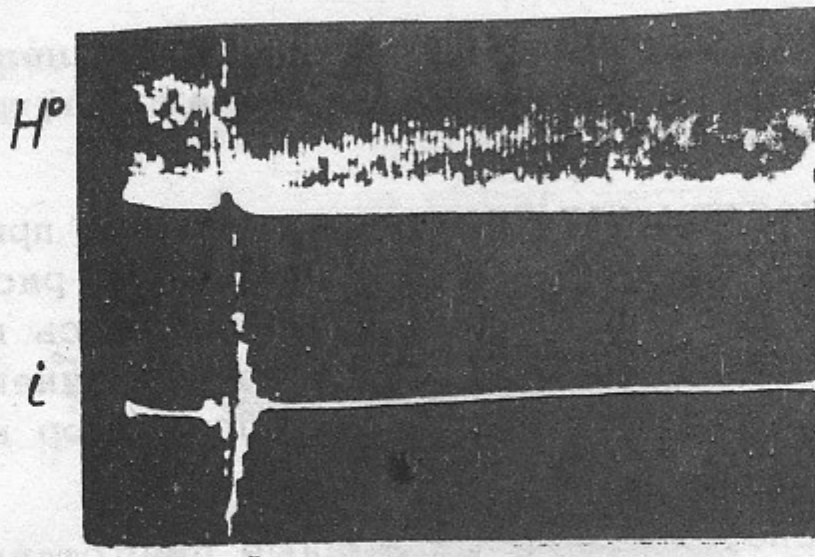


Рис.3. Зависимость плотности плазмы во времени.

- - данные ослабления пучка  $H^0$ ;
- - данные оптического метода;
- + - данные СВЧ - зондирования;
- $H^0$  - осциллограмма ослабления пучка нейтральных атомов водорода;  $i$  - ток разряда;

$U_{\text{пинча}} = 30 \text{ кВ}; N=1 \text{ кэ}; P=3,3; 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$



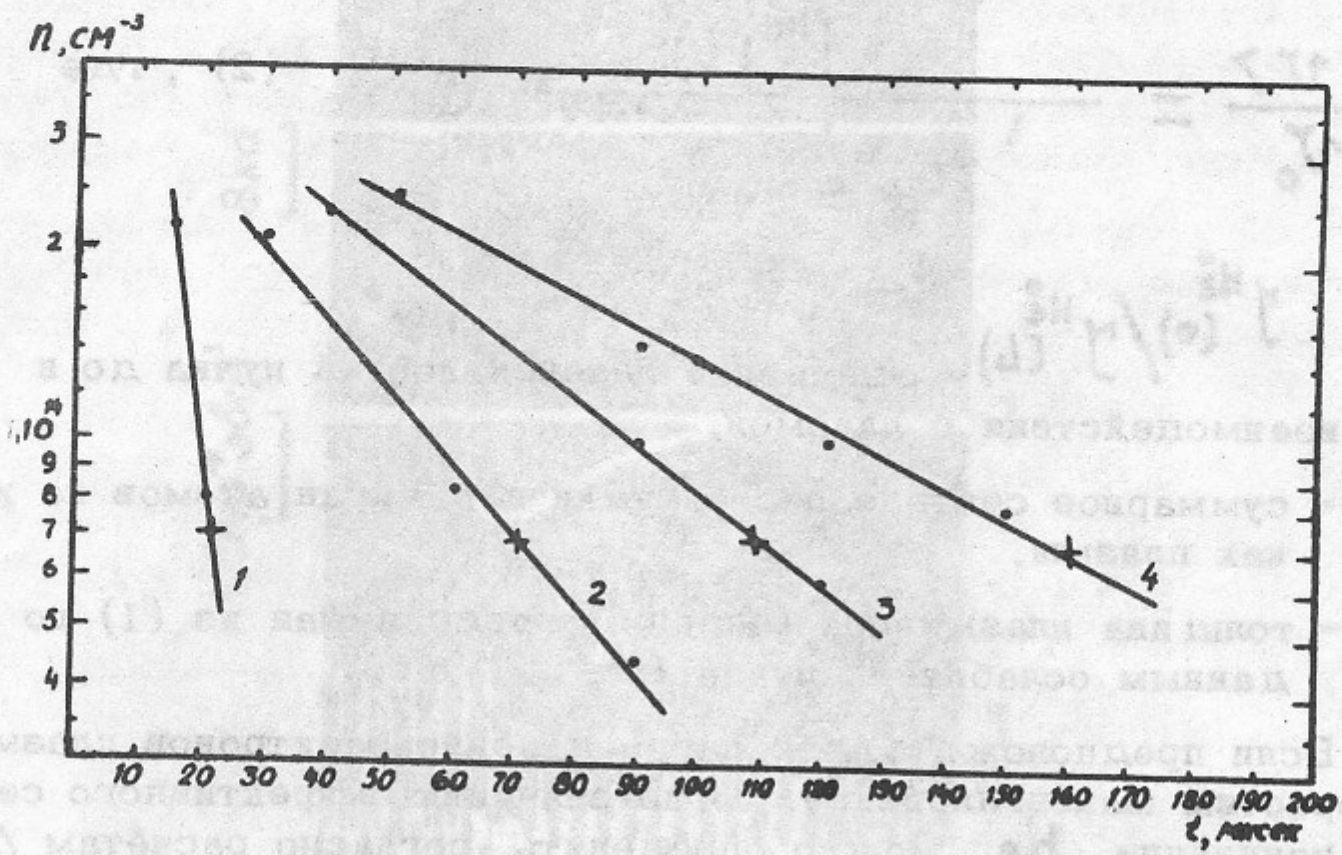


Рис.4. Кривые изменения плотности электронов во времени при  $P=9 \cdot 10^{-3}$  мм.рт.ст.

- 1 -  $U_{\text{пинча}} = 15$  кв;  $H=0$ ; 2 -  $U_{\text{пинча}} = 15$  кв;  $H=0,9$ кэ;  
 3 -  $U_{\text{пинча}} = 15$  кв;  $H=1,8$  кэ; 4 -  $U_{\text{пинча}} = 30$  кв;  $H=1,8$ кэ;

● - данные по штарковскому уширению линии  $H_{\beta}$ ;  
 + - данные отсечки СВЧ - сигнала.

Из решения дифференциального уравнения ослабления нейтрального пучка  $He^{\circ}$  может быть найдено эффективное сечение ионизации электронами

$$\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_0} = \frac{\ln \frac{J_{He^0}(0)}{J_{He^0}(L)}}{n_+ L} - \sigma^* \quad (2), \text{ где}$$

$J_{He^0}(0)/J_{He^0}(L)$  - отношение интенсивностей пучка до и после взаимодействия с плазмой.

$\sigma^*$  - суммарное сечение перезарядки и обдирки атомов на ионах плазмы.

$n_+ L$  - толщина плазменной мишени, определяемая из (1) по данным ослабления пучка  $H^0$ .

Если предположить, что распределение электронов плазмы по скоростям максвелловское, то по значению эффективного сечения ионизации  $He$  можно определить, согласно расчётам /7/ электронную температуру.

Полученные значения  $T_e$  и  $n$  зондированием пучками атомов и оптическим методом сравнивались со значениями, найденными из диамагнитных измерений ( $\Delta\Phi \sim n(T_e + T_i) \cdot S$ )

Поперечный размер плазменного шнура, который необходим для вычисления  $nT$  плазмы из диамагнитных сигналов и по ослаблению нейтральных пучков, определялся из фоторазверток, выполненных с помощью трехкаскадного электронно-оптического преобразователя /8/.

На рис.5 приведены типичные осциллограммы, иллюстрирующие удовлетворительную временную корреляцию между ослаблением нейтральных пучков атомов  $He^0$ ,  $H^0$  и диамагнитным сигналом. Абсолютные значения  $T_e$ , найденные двумя методами, отличались в два-три раза. Температура электронов, вычисленная из диамагнетизма, составляла 60-80 эв, в то время, как значение, полученное из ослабления пучка  $He^0$  равнялось примерно 200 эв. Указанное различие может быть связано с наличием в зондирующем пучке атомов  $He$  в метастабильном состоянии.

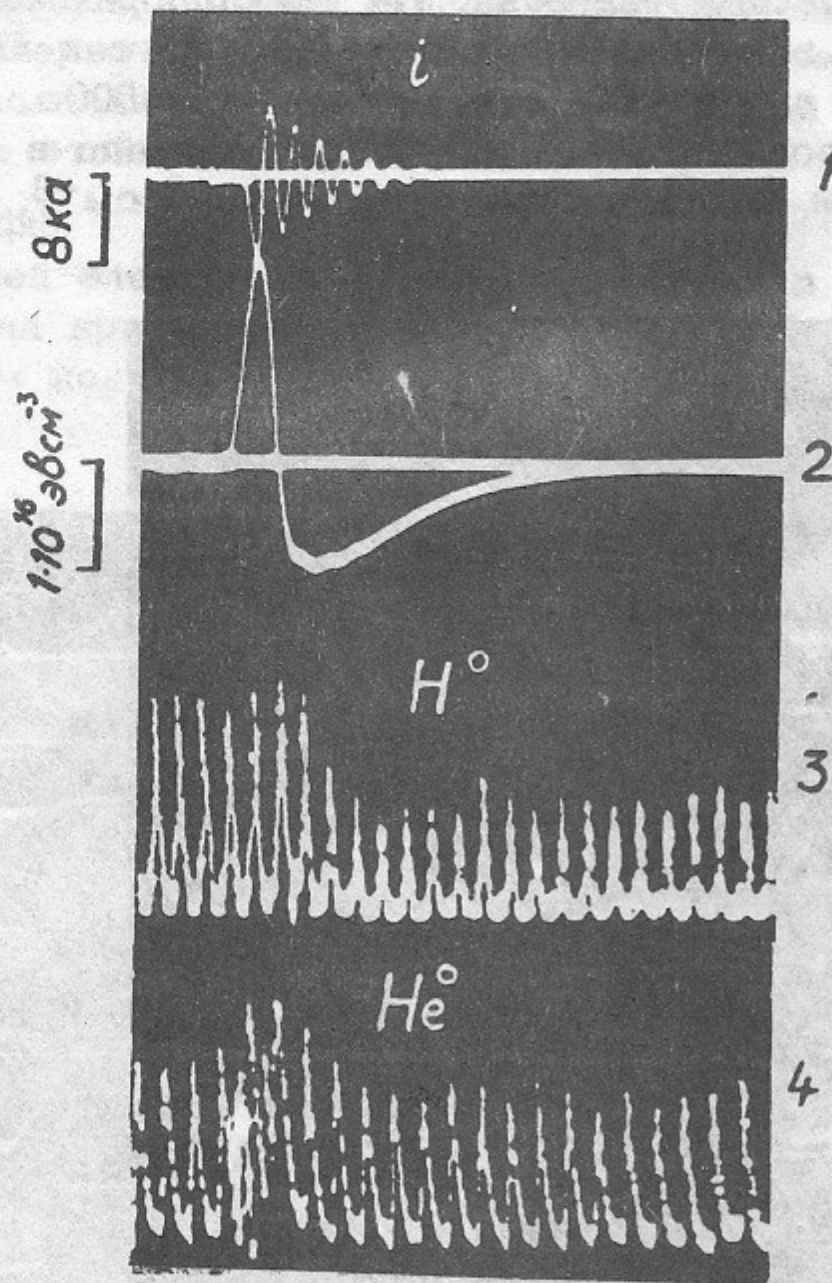


Рис. 5.

1 - ток разряда; 2 - диамантитный сигнал; 3-4 - осциллограммы, иллюстрирующие ослабление водородного и гелиевого пучков соответственно.

$$U_{\text{пинча}} = 30 \text{ кВ}; \quad H=1 \text{ кэ}; \quad P=3,3 \cdot 10^{-3} \text{ мм.рт.ст.}$$

4. Достигнутое в эксперименте сравнительно высокое значение электронной температуры не может быть объяснено только механизмом омического нагрева. На осциллограмме рис.6 видно, что ток разряда в начальной стадии  $1,5 \cdot 10^{-6}$  сек имел аperiodический характер, а величина его достигала 500а. СВЧ-зондирование на длине волны  $\lambda = 4$  мм регистрировало в этот момент появление плазмы с плотностью  $n \lesssim 2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . Распределение

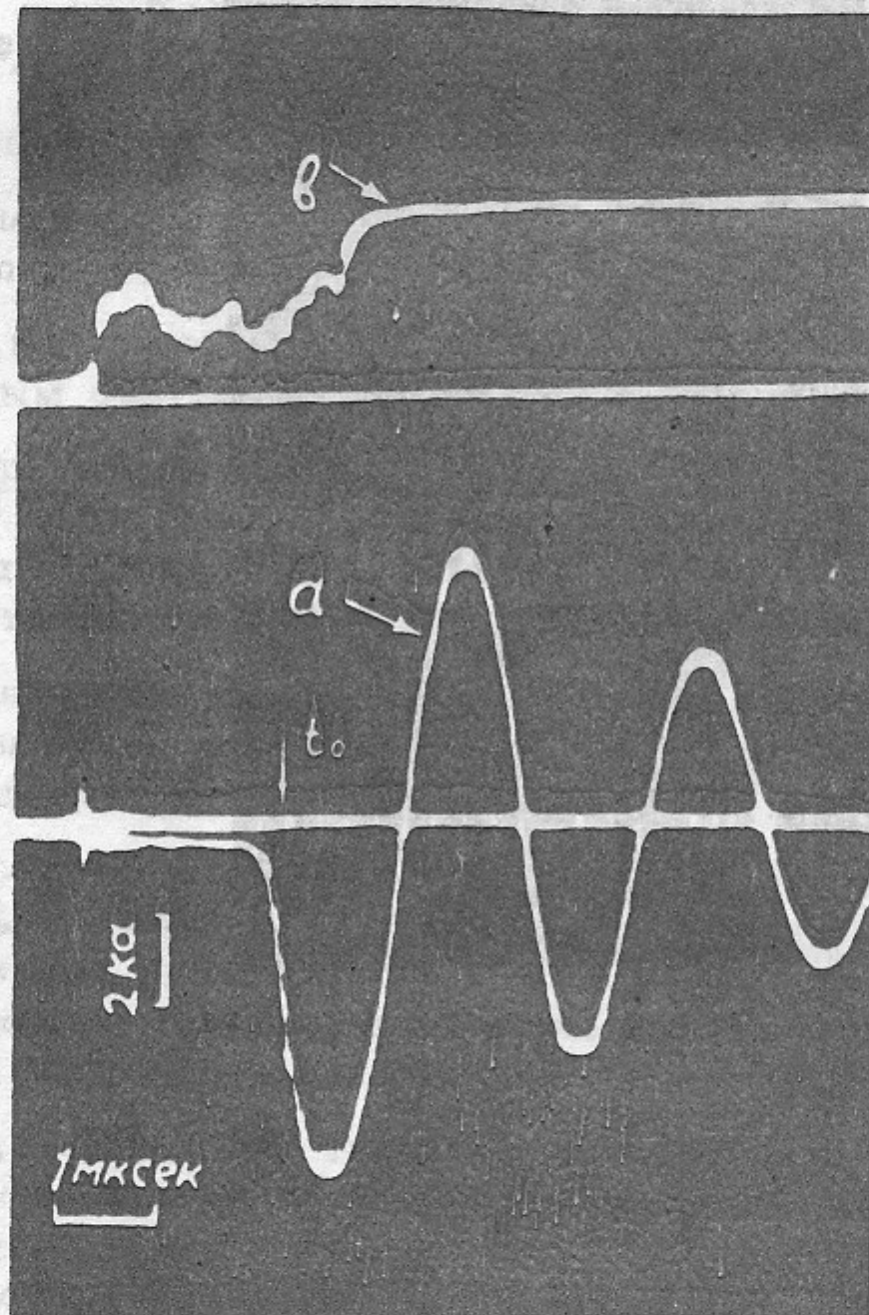
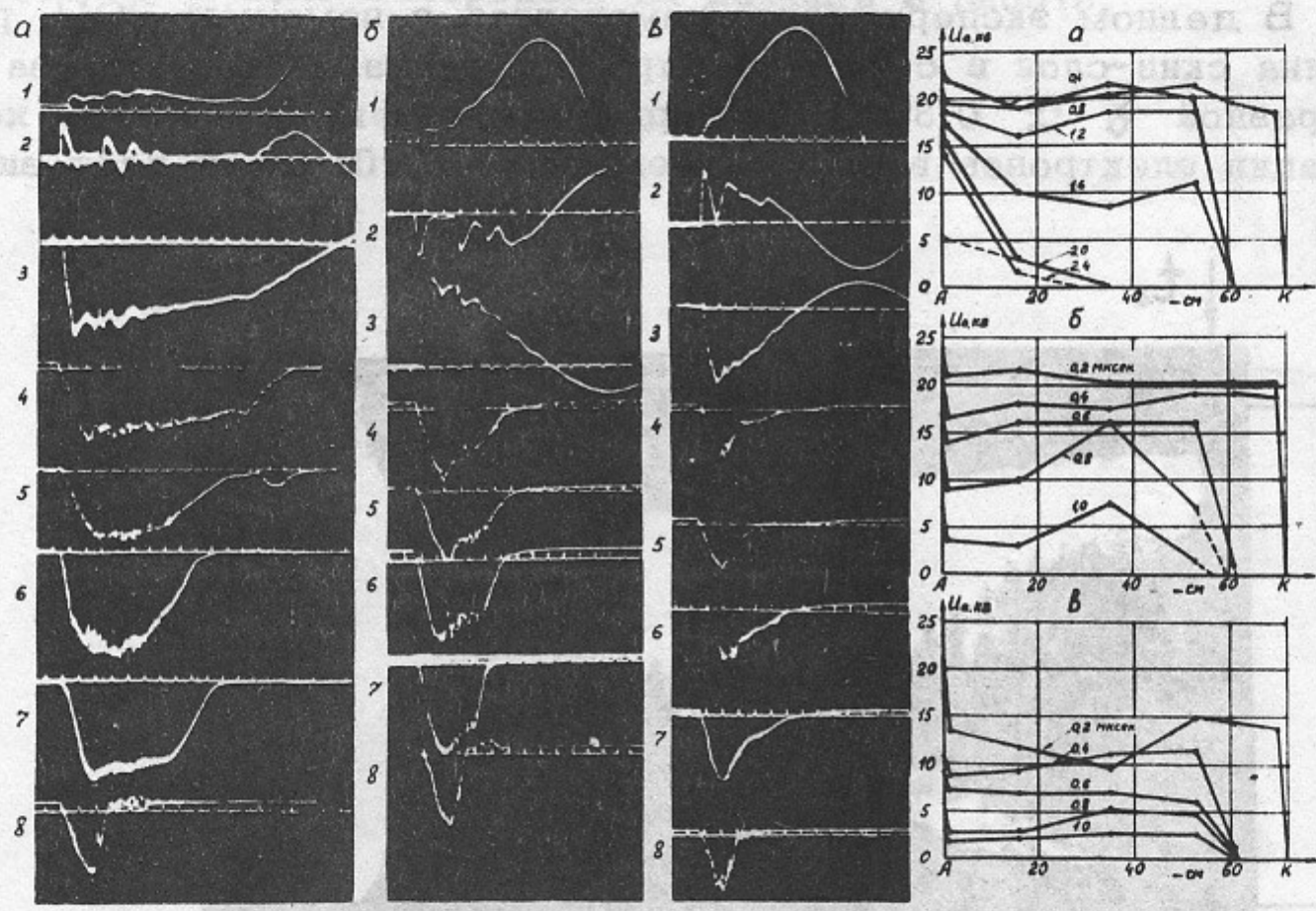


Рис.6. а - ток разряда; в - сигнал СВЧ - зондирования ( $\lambda = 4$  мм);  $U_{\text{пинча}} = 30$  кв;  $H=1$  кэ;  $P=3,3 \cdot 10^{-3}$  мм.рт.ст.

потенциала по длине плазменного шнура, полученное с помощью пяти ленгмюровских зондов на аналогичной установке, показало, рис.7, что в начальный период почти все напряжение падает у катода. Первичный электронный пучок может возбудить интенсивные колебания, способствующие быстрой ионизации и нагреву плазмы в этой области. Активное сопротивление этого промежутка  $R_{эфф}$ , по-видимому, определяется уровнем в.ч. флуктуаций и эмиссией электронов с катода, которая в условиях быстрого  $Z$ -пинча при низком давлении скорее всего определяется количеством ионов, приходящих на электрод. Как только параметры



плазмы у катода позволяют пропустить полный ток ( $j_{\text{ток}} \leq en_0 v_0$ ), где  $n_0, v_0$  - соответственно плотность и тепловая скорость электронов предварительной плазмы), зависящий от волнового сопротивления контура  $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ , неустойчивость должна исчезнуть: фактически это происходит, когда  $R_{\text{эфф}}$  станет меньше  $\rho$ . Время наступления этого процесса зависит, рис.7, от плотности и температуры предварительной плазмы. При  $R_{\text{эфф}} < \rho$  начинается процесс скинирования, рис.8. Если волновое сопротивление контура невелико, то опять появится условие для раскачки колебаний токовыми электронами ( $v_{\text{ток}} > v_{Te}$ ).

В данном эксперименте, измеренная с помощью ЭОП, рис.8 толщина скин-слоя в стадии быстрого нарастания тока, оказалась равной  $\delta \approx 0,3$  см, что при полном токе  $\sim 8$  ка и концентрации электронов в этот момент  $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  даёт зна-

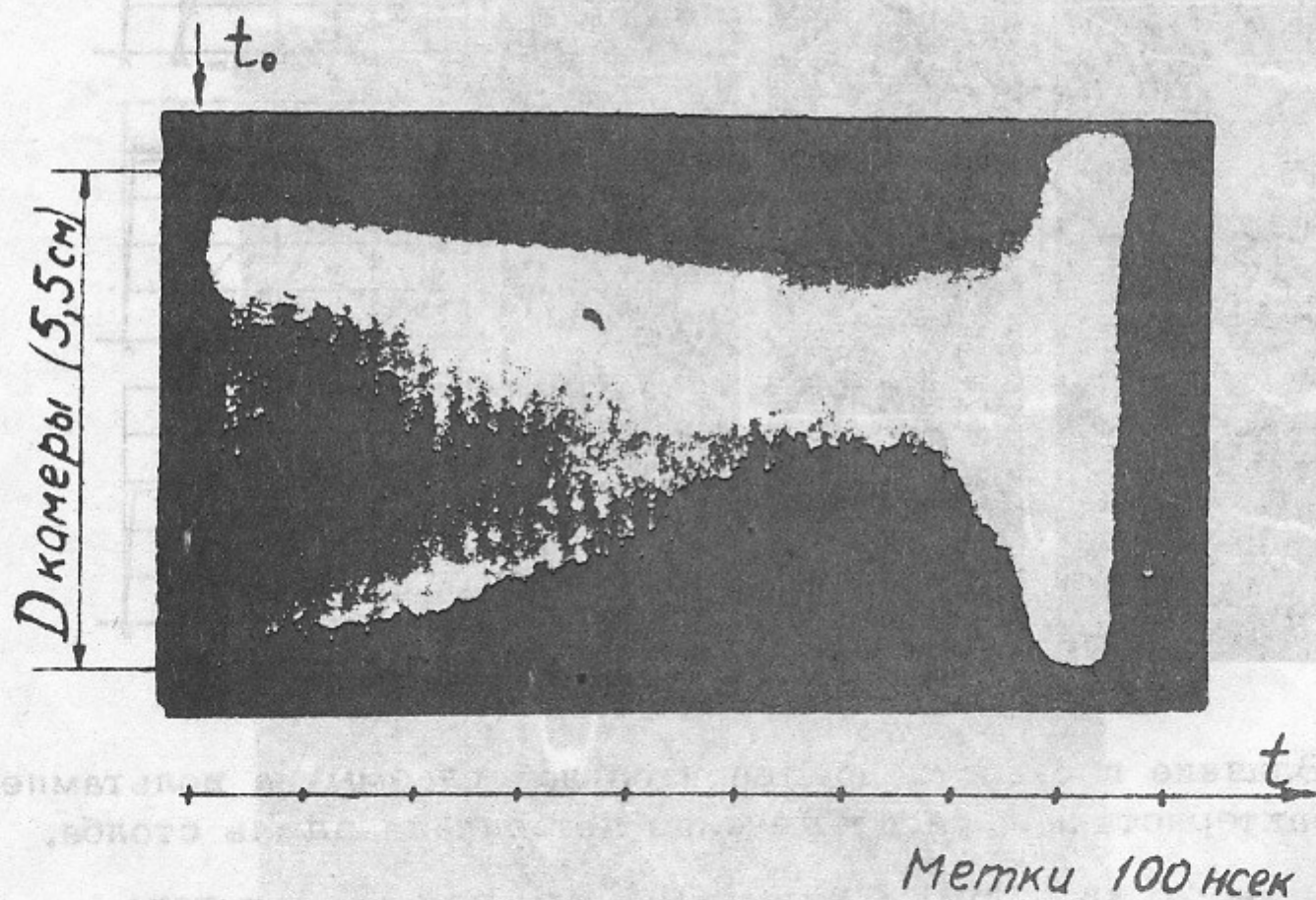


Рис.8. Фоторазвёртка начальной стадии разряда.  $U_{\text{пинча}} = 30$  кв,  $N=1$  кэ,  $P=3,3 \cdot 10^{-3}$  мм.рт.ст.  $t_0$  - см.рис.6.

чение токовой скорости  $v_{\text{ток}} \sim \frac{j}{en_0 S} \sim$   
 $\sim \frac{j}{en_0 2\pi r \delta} \approx 10^9 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$

Таким образом, условие возникновения неустойчивости и турбулентного нагрева плазмы могут выполняться в описываемых опытах вплоть до температуры электронов  $\sim 100$  эв.

В заключение авторы выражают признательность члену-корреспонденту АН СССР Р.З.Сагдееву за интерес к работе, а также благодарят С.П.Шаламова за конструирование установки и С.М.Туркина и В.А.Расторопова за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Искольдский, Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин, А.Г.Пономаренко. ПМТФ, 6, 119, 1965.
2. В.П.Гордиенко, А.В.Дубовой, И.М.Ройфе. ЖЭТФ, 54, 345, 1968.
3. Н.И.Алиновский, В.А.Корнилов, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко, А.И.Рогозин. "Доклад на 8-ом Всесоюзном семинаре по коллективным процессам", М., 1968.
4. П.И.Блинов, С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Г.В.Шолин. ЖЭТФ, 48, 61, 1965.
5. Н.И.Алиновский, Ю.Е.Нестерихин, Б.К.Пахтусов. "Диагностика плазмы", вып.2. Атомиздат, М., 1968.
6. H. R. Griem, A. C. Kolb, K. J. Shen  
Phys. Rev., 116, 4, 1959.  
Astrophys. J., 135, 272, 1962.
7. Н.И.Алиновский, Ю.Е.Нестерихин, Б.К.Пахтусов.  
VIII - International conference on  
phenomena in ionized gases.  
Contributed papers. Vienna, Austria,  
p 515, 1967.
8. А.М.Искольдский, Ю.Е.Нестерихин, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко. "Диагностика плазмы", вып.2. Атомиздат, М., 1968.
9. В.А.Симонов, В.В.Абозовик, В.В.Игнатъев.  
Plasma Physics and controlled nuclear  
fusion research, 2, IAEA, Vienna,  
93, 1966.



10. М.В.Бабыкин, П.П.Гаврич, Е.К.Завойский, С.Л.Недосеев,  
Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин. 2-я Международная конферен-  
ция по физике плазмы, Калем, Англия, 21/154, 1965.

Отпечатано на территории НИИ СО АН СССР.  
Заказ № 240 бесплатно.  
Мол. 1,0 руб. в том числе 1,50 руб.  
Годовое к началу 1. VII. 1987.  
А.А. ВОЛНОВИЧЕВ В.А.

