

Б.94

24

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 216

Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов

Турбулентная диффузия и ускорение  
ионов при токовой неустойчивости

Новосибирск  
1968

Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФфуЗИЯ И УСКОРЕНИЕ ИОНОВ  
ПРИ ТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе детально исследован механизм поперечной диффузии и ускорения ионов. Показано, что диффузия и ускорение ионов вызываются турбулентными колебаниями, возникающими благодаря нескоррелированным ионно-циклотронным волнам.

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
физики СО АН СССР  
ИНВ. № \_\_\_\_\_

Токовые неустойчивости в калиевой плазме исследовались ранее /1-4/ авторами настоящей работы. При этом было обнаружено две неустойчивости - ионно-циклотронная и "ионно-звуковая". Ионно-циклотронная неустойчивость возбуждается при пропуске тока по малому сечению на оси плазменного столба (осевая "токовая трубка"), "ионно-звуковая" - при пропускании тока по всему сечению плазмы. Критическая скорость дрейфа электронов, при которой возбуждаются эти неустойчивости, практически одинакова:  $U_c \sim 0,1 V_{Te}$  ( $V_{Te}$  - тепловая скорость электронов). Было найдено, что возбуждение "ионно-звуковой" неустойчивости сопровождается увеличением диффузии поперёк магнитного поля, причём коэффициент диффузии достигает величины порядка Бо-мовского. Отметим, что предположение о ионно-звуковой природе неустойчивости не было окончательно доказано, так как критическая скорость дрейфа в этом случае  $\sim$  на порядок меньше расчетной для ионно-звуковой неустойчивости в изотермической плазме.

В настоящей работе детально исследован механизм диффузии, характер и развитие турбулентности, приводящей к диффузии, выяснена истинная природа "ионно-звуковых" колебаний. Показано, что и в случае, когда ток течёт по всему сечению плазменного столба, первичной неустойчивостью является ионно-циклотронная. При этом колебания в разных "токовых трубках" нескоррелированы, по-видимому, вследствие случайности начальных флуктуаций, из которых развивается неустойчивость. Вследствие этого возникают случайные поперечные разности потенциалов, которые и приводят к диффузии плазмы поперёк магнитного поля. Развитие турбулентности сопровождается хаотизацией ионно-циклотронных колебаний. Показано, что низкочастотные колебания, принимавшиеся ранее за ионно-звуковые, являются релаксационными. Их возбуждение связано с тем, что диффузия приводит к срыву неустойчивости вследствие падения плотности и тока ниже критического. При восстановлении плотности плазмы в столбе, неустойчивость возбуждается и цикл повторяется.

#### Описание установки и методик

Эксперименты проводились на установке типа  $Q$  - машины, в которой плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине-ионизаторе (рис. 1) радиусом  $R = 2$  см,

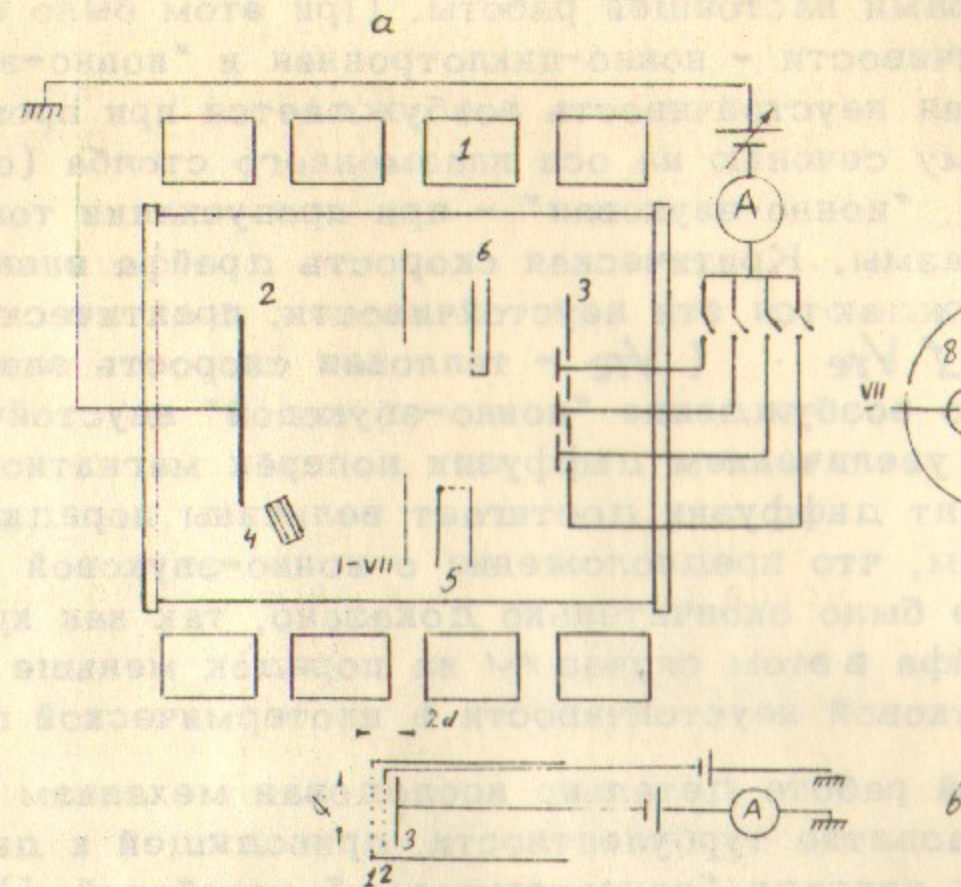


Рис.1. а) Схема установки. 1 - катушки магнитного поля; 2 - ионизатор; 3 - электроды; 4 - напылитель калия; 5 - анализатор поперечной энергии; 6 - анализатор продольной энергии; 1 - УП - зонды.  
 б) Схема расположения зондов и электродов.  
 в) Схема анализатора поперечной энергии. 1 - первая сетка и корпус; 2 - вторая сетка; 3 - коллектор;  $2d = 4$  мм;  $\phi = 8$  мм.

нагретой до температуры  $T \sim 2000^\circ\text{K}$ . Длина плазменного столба равна 36 см. Магнитное поле направлено по оси камеры и равно 1000 эрстед. Плазма практически бесстолкновительна ( $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ).

Холодные электроды 1-7, предназначенные для формирования "токовых трубок", изолированы между собой, так что на каждый из них и на электрод 8 может подаваться заданный потенциал. Диаметр малых электродов 1-7 равен 9,5 мм, диаметр большого электрода 65 мм.

Плотность и колебания плазмы регистрировались одиночными зондами. Зонды 1, 1У, У1, УП, расположенные под углом  $90^\circ$  могут перемещаться по радиусу. В системе имелся также зонд, который перемещался вдоль оси камеры. Зонды П, Ш, У расположены на  $z = 10$  мм. Длина зондов - 1 мм, диаметр 0,25 мм.

Анализ ионов по энергии производился двухсеточными анализаторами, которые могли располагаться параллельно или перпендикулярно к магнитному полю. Схема анализатора представлена на рис. 1в. Сетка 1 и корпус анализатора находятся под плавающим потенциалом, Сетка 2 поддерживается при отрицательном потенциале, достаточном для запираания электронов. Тормозящий потенциал подается на коллектор. Отметим, что при работе с щелочной плазмой на поверхности коллектора может образоваться пленка щелочного металла. Это приводит к возникновению контактной разности потенциалов (достигающей величины  $-(2-3)\text{в}$ ) и следовательно к смещению вольтамперной характеристики коллектора в отрицательную область.

Для исследования турбулентного состояния плазмы измерялись временная  $F(\tau)$  и пространственная  $F(\xi)$  корреляционные функции колебаний плотности. Для этого использовался коррелограф, регистрирующий знаковую корреляционную функцию  $\langle 3 \rangle$ . При измерении  $F(\tau)$  использовалась линия задержки, в которой  $\tau$  меняется от 0 до 100 мсек ступенями по 2,5 мсек.  $F(\xi)$  измерялась при  $\tau = 0$ , при переменном расстоянии  $\xi$  между зондами, регистрирующими колебания. Для измерения азимутальной корреляционной функции  $F(\xi_\psi)$  использовались зонды 1-У1, для радиальной  $F(\xi_r)$  - зонды 1У, УП, один из которых стоял на  $z = 10$  мм, а другой перемещался по радиусу. Продольная корреляционная функция измерялась с помощью зонда, который перемещался по длине.

При измерении корреляционных функций в шумовой части спектра ( $f \geq 40$  кгц) сигнал из плазмы пропусклся через RC-фильтр нижних частот, позволяющий отфильтровать низкие частоты.

не искажая спектра в области  $f \geq 40$  кГц.

Измеряемые на эксперименте  $F(\tau)$  и  $F(\xi)$  позволяют определить время хаотизации фазы сигнала и длину корреляции. Отметим, что общеупотребительными являются нормированные корреляционные функции  $\rho(\tau)$  и  $\rho(\xi)$ , которые в случае нормального распределения плотности вероятности  $P(X)$  сигнала  $X(t)$  связаны со знаковыми корреляционными функциями  $F(\tau)$  и  $F(\xi)$  соотношением

$$\rho(\tau) = -\cos(2\pi F(\tau)); \quad \rho(\xi) = -\cos(2\pi F(\xi)) \quad (1)$$

Распределение  $P(X)$  определялось при обработке осциллограмм сигналов, пропущенных через RC фильтр нижних частот.

Спектры колебаний измерялись с помощью селективных вольтметров С5-2 и С5-3, регистрирующих эффективную амплитуду в полосе пропускания. Полоса пропускания этих приборов 200 кГц.

Коэффициент диффузии поперёк магнитного поля определялся по поперечному потоку плазмы, а также оценивался по продольному градиенту плотности [2].

#### Результаты эксперимента

Проводилось два цикла экспериментов. В первом цикле исследовалось развитие турбулентности, появление диффузии и возбуждение низкочастотных колебаний. Причём "токовые трубки" моделировались пропусканием тока на последовательно включаемые электроды малого сечения.

Во втором цикле исследовалось турбулентное состояние плазмы, диффузия и ускорение ионов поперёк магнитного поля при пропускании тока по всему сечению плазменного столба, т.е. при развитой токовой неустойчивости.

1. В согласии с прежними результатами [4], при критической скорости дрейфа электронов  $U_c \sim 40 V_{Ti}$ , в осевой "трубке" (ток пропущен на электрод 1) возбуждается ионно-циклотронная неустойчивость. Неустойчивость проявляется в раскачке радиальных волн с частотами  $f \sim n f_{Hi}$  ( $n = 1, 2, 3$ ). Такие же колеба-

ния возбуждаются в каждой из боковых "токовых трубок" 2-7. Оказалось, что при одновременном возбуждении ионно-циклотронных волн в разных трубках, колебания в них нескоррелированы. В результате этого появляются разности потенциалов, которые приводят к дрейфу плазмы поперёк магнитного поля. Это проявляется в том, что вне трубок появляются колебания плотности, вызванные смещением плазмы за счёт дрейфа в электрическом и магнитном полях. На рис. 2 показаны осциллограммы колебаний

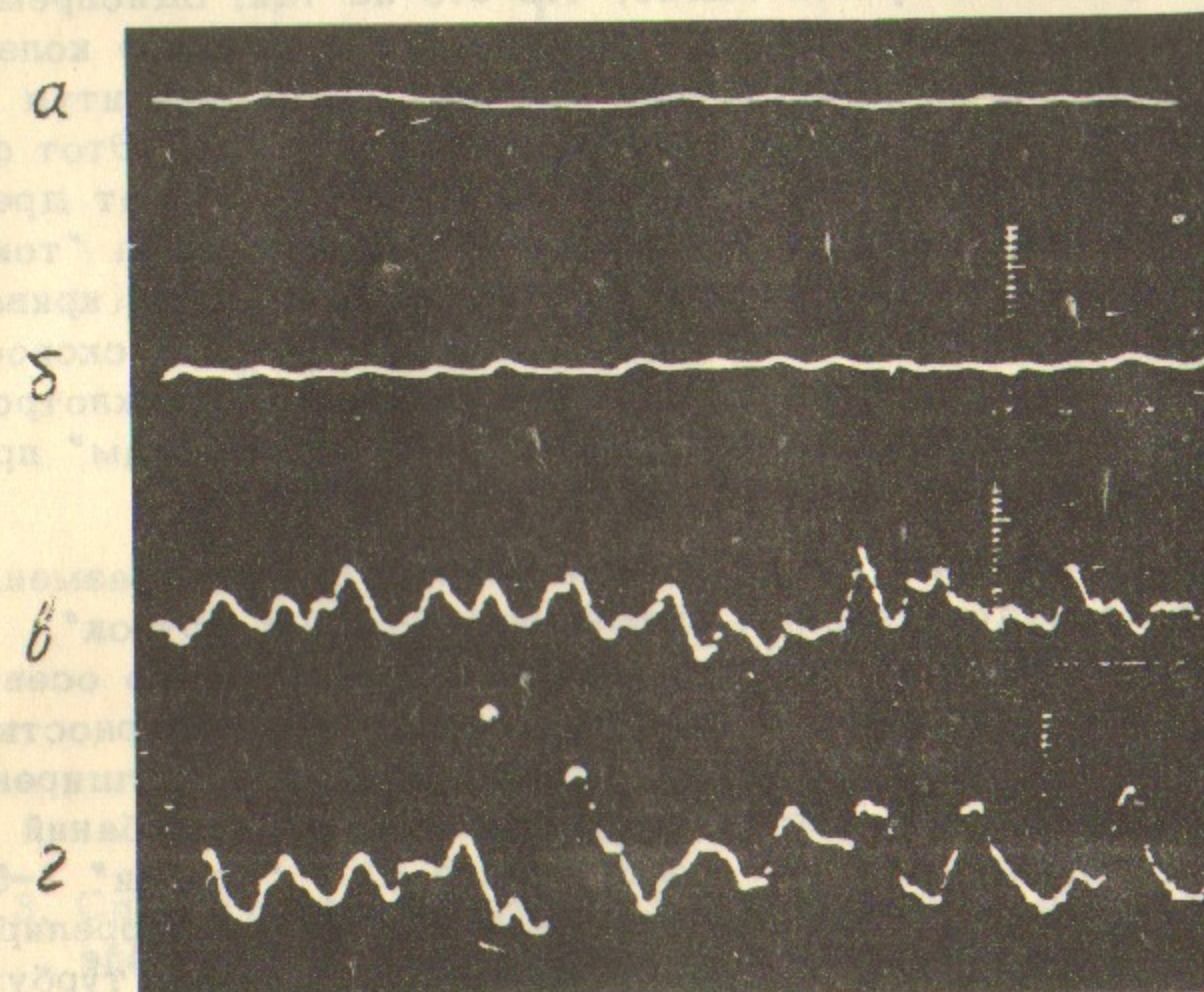


Рис. 2. Осциллограммы колебаний плотности на  $Z = 12$  мм с зонда 1:

"а" - в отсутствие тока; "б" - включен электрод 6;

"в" - включены электроды 6 и 7; "2" - включены электроды 1, 6, 7. Длительность развертки 200 мксек.

плотности на  $z = 12$  мм с зонда  $I$  (см.рис.1), при последовательном включении "токовых трубок". Из осциллограмм видно, что включение трубок 6 или 7 порознь не приводит к заметным колебаниям плотности (кривая "б"). (Кривая "а" соответствует случаю, когда в плазме ток равен нулю, т.е. все "трубки" выключены). При одновременном включении двух "трубок", можно ожидать, что амплитуда колебаний плотности в данной точке будет равна сумме амплитуд при включении каждой из трубок по отдельности. Это говорило бы о простой суперпозиции волн от двух "трубок". Однако из осциллограммы "в" рис.2 видно, что это не так: одновременное включение двух "трубок" 6 и 7 приводит к появлению колебаний, амплитуда которых существенно больше суммы амплитуд колебаний, вызванных включением трубок 6 или 7 порознь. Этот факт подтверждает предположение о смещении плазмы за счёт дрейфа в электрических полях между трубками. Увеличение числа "токовых трубок" приводит к росту амплитуды колебаний плотности (кривая "г" - включены трубки 1,6,7). Отметим, что критическая скорость дрейфа электронов, требуемая для возбуждения ионно-циклотронных колебаний по одной и по нескольким "токовым трубкам" практически совпадает.

На рис.3а показаны спектры, измеренные на оси плазменного столба при последовательном включении "токовых трубок". Спектр I соответствует колебаниям возбуждаемым только осевой "трубкой" 1. Узкий максимум в спектре говорит о регулярности колебаний. Увеличение числа "токовых трубок" приводит к уширению максимума в спектре, что соответствует хаотизации колебаний (спектр II - включены "трубки" 1,2,3, спектр III - "трубки" 1-5). При этом колебания в разных трубках оказываются нескоррелированными между собой, т.е. состояние плазмы становится турбулентным и ионно-циклотронные колебания проявляются в виде нерегулярных пульсаций.

2. При протекании тока по достаточно большому сечению плазмы в спектре неустойчивости появляются низкочастотные колебания (рис.3а, спектр III). Ток, текущий по всему сечению плазмы, возбуждает низкочастотные колебания с большой амплитудой, причём та часть спектра, где  $\nu \sim \nu_{ci}$  вырождается в шум без выделенной ионно-циклотронной частоты (спектр 3б). Критическая скорость, необходимая для возбуждения низкочастотных колебаний, практически совпадает с  $U_c$  для ионно-циклотронной неустойчивости.

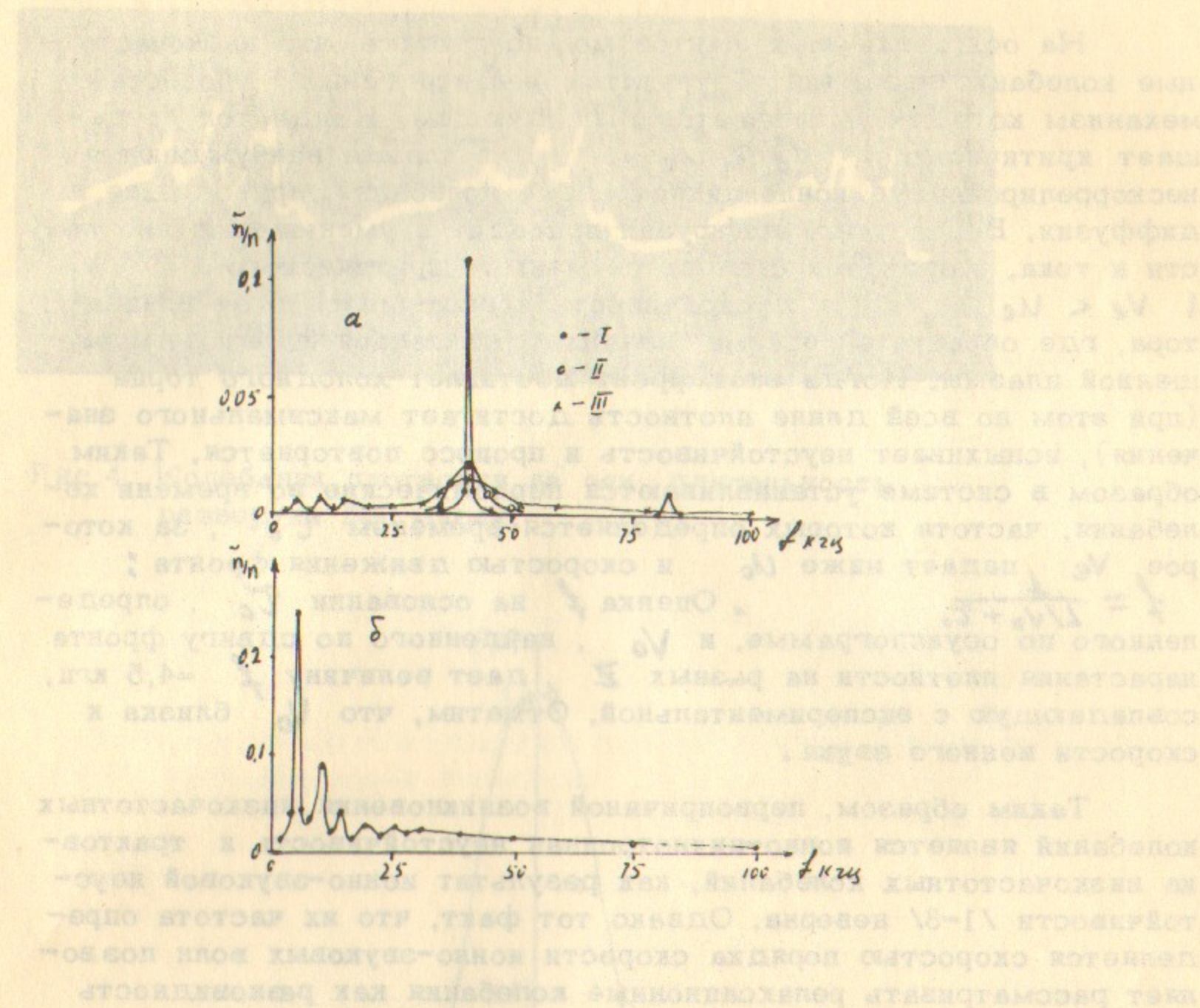


Рис.3. Спектры неустойчивости, измеренные на оси: а) I - включён электрод 1; II - включены электроды 1-3; III - включены электроды 1-5. б) Ток течет по всему сечению плазмы.

Оказывается, что нерегулярные колебания с частотами наблюдаются в определенной фазе низкочастотных колебаний. Как видно из рис. 4 нерегулярные колебания возбуждаются в фазе максимальной и прекращаются в фазе минимальной плотности, существуя в течение времени  $\tau_0 \sim 4/\nu_{ci}$ . Как будет показано ниже (рис. 8), именно в течение этого времени наблюдается повышенная диффузия. Возбуждение нерегулярных колебаний происходит одновременно по всей длине столба. Нарастание плотности происходит позже на больших  $Z$ .

На основании этих фактов можно считать, что низкочастотные колебания являются результатом релаксационного процесса, механизм которого заключается в следующем. Когда ток превышает критический ( $V_e > U_c$ ), в плазме возбуждаются нескоррелированные ионно-циклотронные колебания, приводящие к диффузии. Возрастание диффузии приводит к уменьшению плотности и тока. Когда ток становится меньше критического ( $V_e < U_c$ ), неустойчивость прекращается и от ионизатора, где образуется плазма, начинает двигаться фронт немозмущенной плазмы. Когда этот фронт достигает холодного торца (при этом по всей длине плотность достигает максимального значения), вспыхивает неустойчивость и процесс повторяется. Таким образом в системе устанавливаются периодические во времени колебания, частота которых определяется временем  $\tau_c$ , за которое  $V_e$  падает ниже  $U_c$  и скоростью движения фронта:

$$f = \frac{1}{L/V_0 + \tau_c}$$

Оценка  $f$  на основании  $\tau_c$ , определенного по осциллограмме, и  $V_0$ , найденного по сдвигу фронта нарастания плотности на разных  $z$ , дает величину  $f = 4,5$  кГц, совпадающую с экспериментальной. Отметим, что  $V_0$  близка к скорости ионного звука.

Таким образом, первопричиной возникновения низкочастотных колебаний является ионно-циклотронная неустойчивость и трактовка низкочастотных колебаний, как результат ионно-звуковой неустойчивости [1-3] неверна. Однако тот факт, что их частота определяется скоростью порядка скорости ионно-звуковых волн позволяет рассматривать релаксационные колебания как разновидность ионно-звуковых волн.

3. Для выяснения характера состояния плазмы в случае, когда ток течет по всему сечению столба, измерялись знаковые корреляционные функции  $F(\tau)$  и  $F(\xi)$  нерегулярных колебаний вблизи  $f \sim f_{ni} \sim 40$  кГц.

Как говорилось выше,  $F(\tau)$  и  $F(\xi)$  связаны с  $\rho(\tau)$  и  $\rho(\xi)$  соотношением (1) в случае, когда плотность распределения вероятности  $\rho(x)$  сигнала  $x(t)$  имеет нормальный вид. Была измерена плотность распределения вероятности сигнала, пропущенного через низкочастотный фильтр. Оказалось, что она может быть достаточно хорошо аппроксимирована Гауссовой кривой (рис. 5), т.е. в нашем случае можно пользоваться формулой (1).

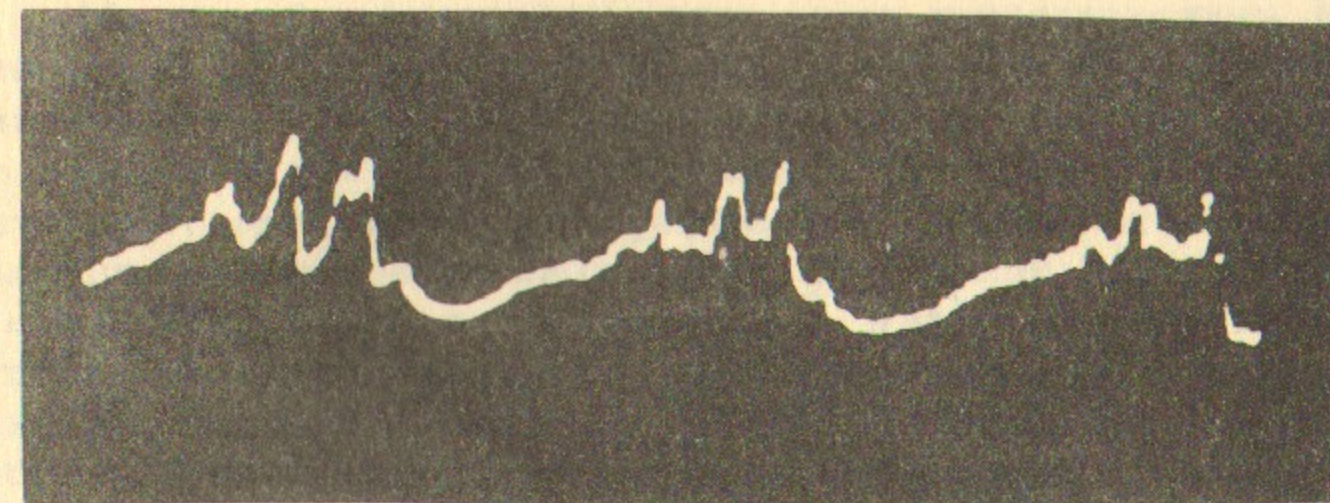


Рис.4. Колебания плотности на оси, длительность развертки 500 мксек.

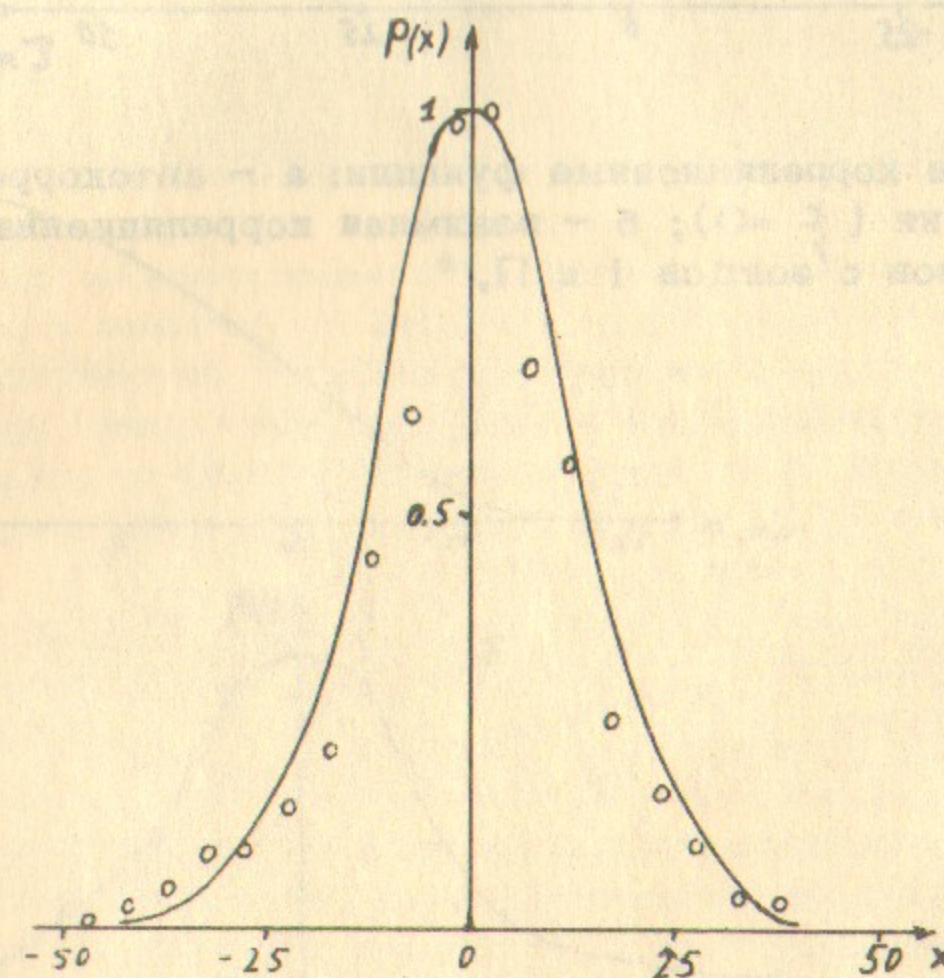


Рис.5. Распределение плотности вероятности сигнала, пропущенного через фильтр нижних частот.

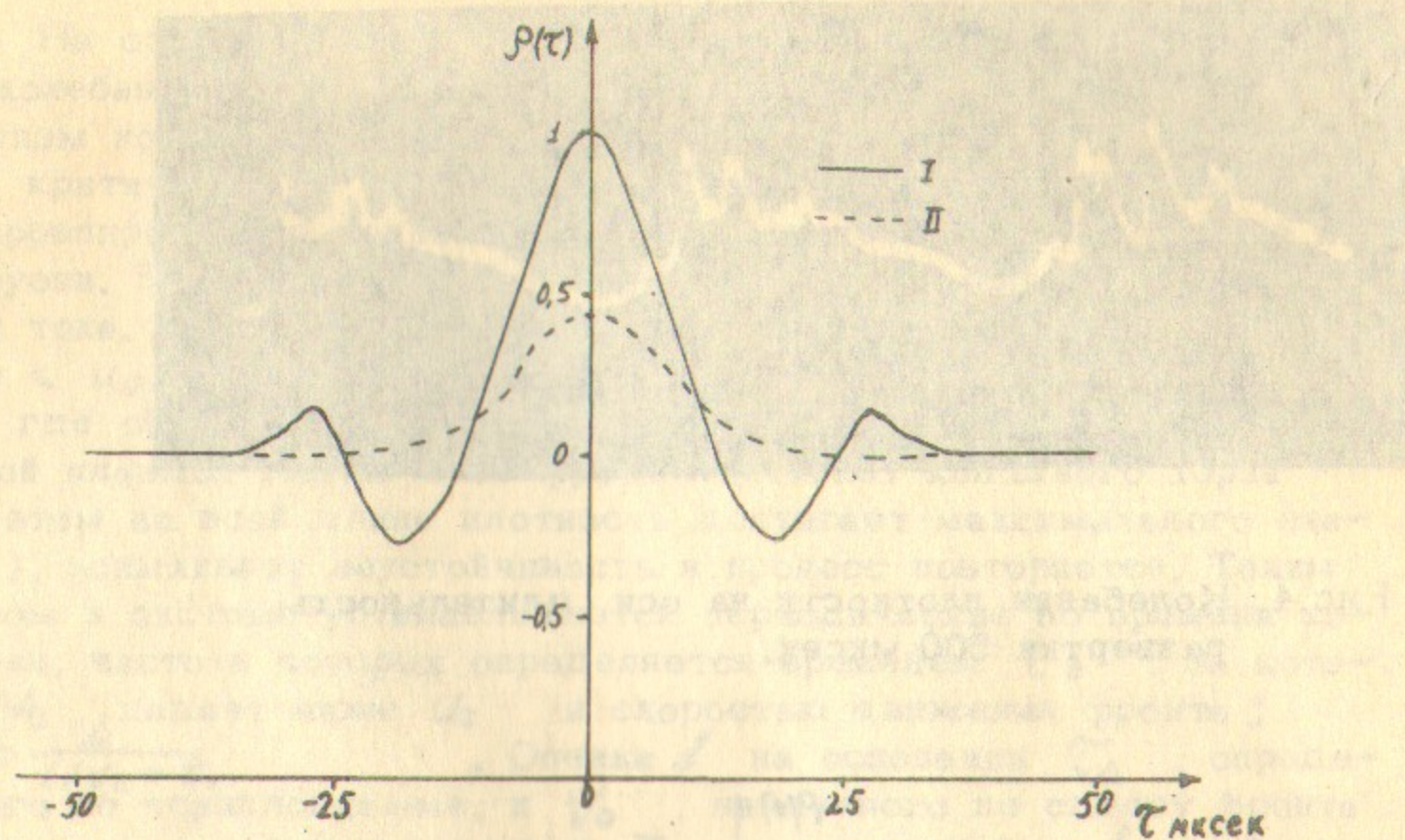


Рис.6. Временные корреляционные функции: а - автокорреляционная функция ( $\xi = 0$ ); б - взаимная корреляционная функция сигналов с зондов I и II.

На рис. 6 представлены временные корреляционные функции, измеренные при разных расстояниях между зондами. Видно, что они симметричны относительно времени задержки  $\tau$ , т.е.  $A(\tau, \xi) = P(-\tau, \xi)$ . Это говорит о том, что исследуемые колебания не имеют преимущественного направления распространения поперёк столба. Отсутствие преимущественного направления распространения ионно-циклотронных волн может показаться странным, т.к. волна, возбуждаемая на оси, распространяется по радиусу. Однако надо учесть, что при протекании тока по всему сечению в разные моменты времени волны возбуждаются в произвольных точках по сечению, так что в среднем в поперечном направлении не должно быть выделенных направлений. На рис. 7 показаны азимутальная (рис. 7а) и радиальная пространственные корреляционные функции. Видно, что корреляция между колебаниями в разных точках по сечению плазменного столба теряется на длине  $\sim 1$  см.

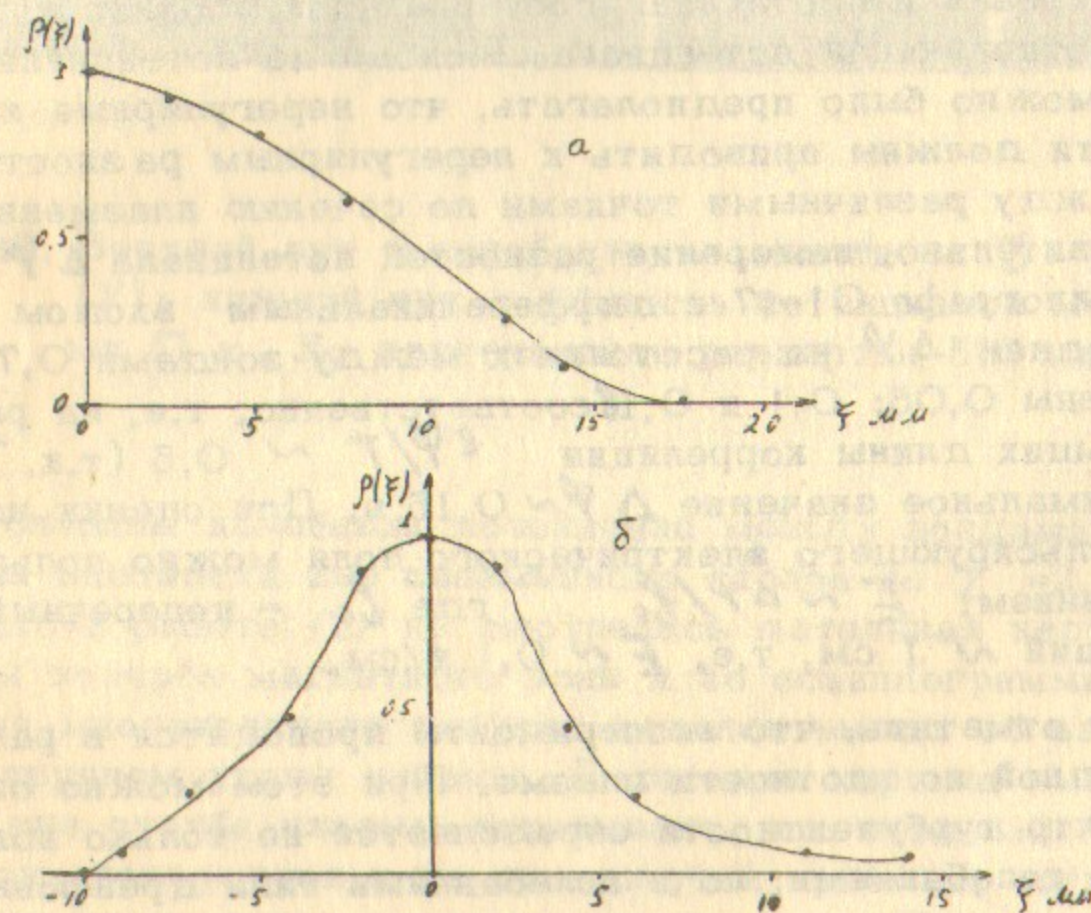


Рис.7 Пространственные корреляционные функции: а - азимутальная; б - радиальная.



Таким образом, развитая неустойчивость проявляется в виде некоррелированных пульсаций, размер которых  $\sim 1$  см.

Измерение продольной корреляционной функции  $F(\xi_z)$  показало, что продольная корреляция сохраняется на длине  $\geq 15$  см, т.е. пульсации имеют вид вытянутых вдоль магнитного поля трубок. Таким образом, можно говорить, что в исследуемом случае в плазме реализуется существенно анизотропная турбулентность, характеризуемая большой длиной продольной корреляции и малой длиной поперечной корреляции. Анизотропия турбулентности скорее всего связана с природой неустойчивости, приводящей к турбулентному состоянию. Действительно ионно-циклотронные волны характеризуются тем, что  $\lambda_z \gg \lambda_{\perp} / 4$ , поэтому естественно ожидать, что продольная длина корреляции будет много больше поперечной.

В согласии с теорией /5/ в /4/ было показано, что ионно-циклотронные волны потенциальны, т.е.  $\tilde{n}/n \sim e\tilde{\psi}/T$ , где  $\tilde{n}$  и  $n$  переменная и постоянная составляющая плотности,  $\tilde{\psi}$  - переменная составляющая потенциала. Исходя из потенциальности колебаний можно было предполагать, что нерегулярные пульсации плотности должны приводить к нерегулярным разностям потенциала между различными точками по сечению плазменного столба. Действительно, измерение разностей потенциала  $\Delta\psi$  с помощью осциллографа С1-17 с дифференциальным входом показало, что среднее  $\Delta\psi$  на расстояниях между зондами 0,7; 1,5 и 2 см равны 0,05; 0,1 и 0,18 соответственно, т.е. на расстояниях, больших длины корреляции  $e\tilde{\psi}/T \sim 0,5$  (т.к.  $T \sim 0,2$  эВ). Максимальное значение  $\Delta\psi \sim 0,15$  в. Для оценки напряженности пульсирующего электрического поля можно пользоваться выражением:  $E \sim \Delta\psi/l_0$ , где  $l_0$  - поперечный размер пульсаций  $\sim 1$  см, т.е.  $E \sim 0,1$  в/см.

Следует отметить, что эксперименты проводятся в радиальнонеоднородной по плотности плазме. При этом можно ожидать, что спектр турбулентности определяется не только ионно-циклотронными колебаниями, но и колебаниями типа дрейфовых.

4. Уход плазмы поперек магнитного поля происходит в той фазе низкочастотных колебаний, когда в плазме присутствуют пульсации плотности или связанные с ними пульсирующие разности потенциала. Об этом можно судить по осциллограмме на рис.8,

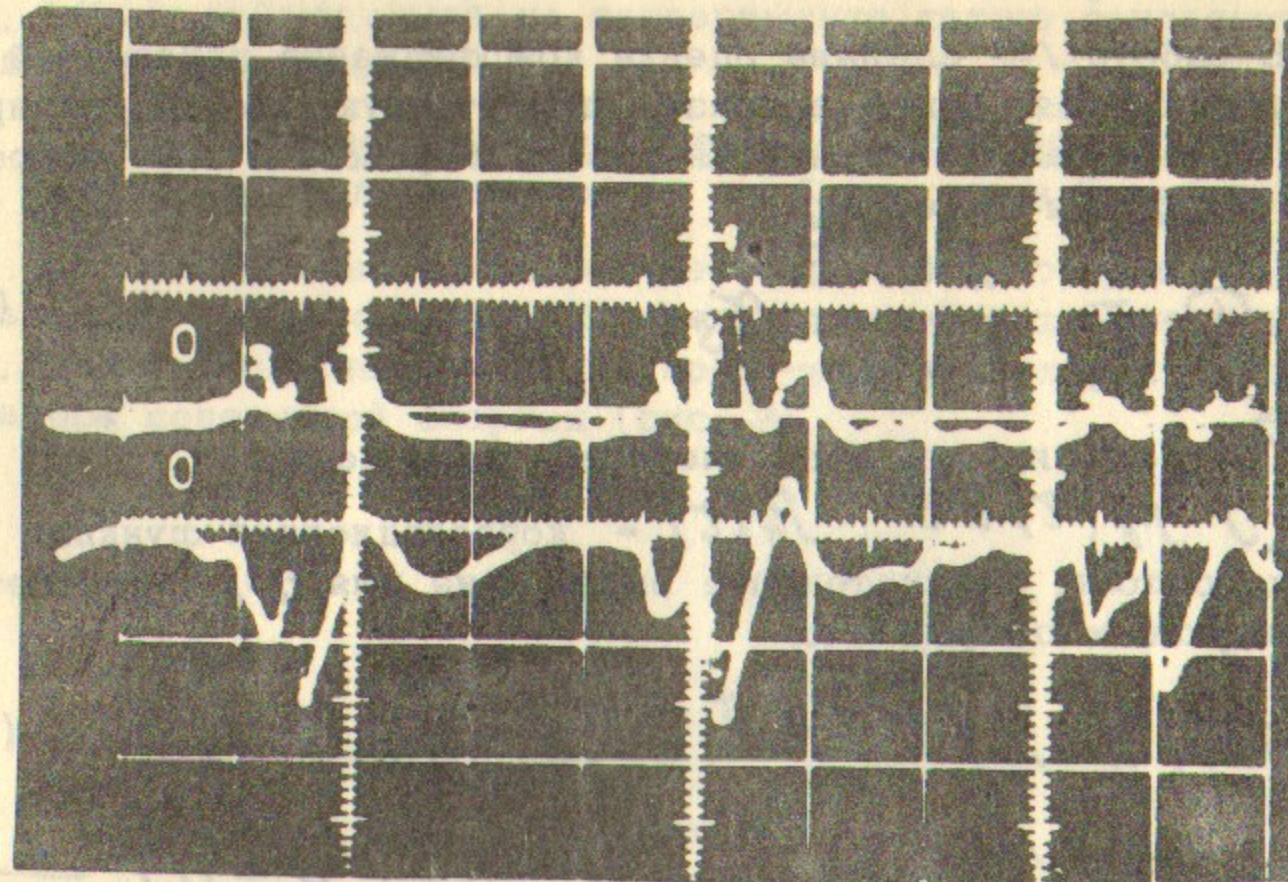


Рис.8. Верхний луч - колебания плотности на  $z = 25$  см (зонд 1У); нижний луч - разность потенциалов между зондами П и У; длительность развертки 500 мксек.

где показаны колебания потенциала между зондами П и У и колебания плотности вне плазменного столба на  $z = 2,5$  см. Отметим, что в работе /2/ не смотрелась детальная картина ухода плазмы поперек магнитного поля и по осциллограммам, снятым в режиме многократного запуска делался вывод об азимутально-симметричном уходе плазмы. Детальная картина выбросов плотности вне столба плазмы показывает, что в разных точках по азимуту они появляются в те промежутки времени, когда на данном азимуте существуют разности потенциалов. Поскольку колебания потенциала не регулярны и в разные моменты времени существу-

ют в разных точках, поток поперёк поля в среднем азимутально симметричен.

В работе /6/ сделана оценка коэффициента поперечной диффузии для случая, когда в плазме присутствуют не скоррелированные поперечные электрические поля. Выражение для коэффициента диффузии имеет вид

$$D_{\perp} = \frac{2 c^2 \overline{E^2}}{H^2} \tau_s \quad (2)$$

где  $\overline{E^2}$  - средний квадрат электрического поля.

$\tau_s = \int_0^{\infty} \rho_E(\tau) d\tau$ ;  $\rho_E(\tau)$  - корреляционная функция электрического поля. Окончательное выражение для  $D_{\perp}$  получается при следующих допущениях

$$(\overline{E^2})^{1/2} = K_1 \frac{\tilde{\varphi}}{\rho_i}; \quad e\tilde{\varphi} = K_2 T; \quad \tau_s = \frac{K_3}{\omega_{Hi}} \quad (3)$$

где  $K_1, K_2, K_3$  - неизвестные константы;  $\rho_i = \sqrt{\frac{T}{M}} \frac{1}{\omega_{Hi}}$ . Подставляя (3) в (2) имеем

$$D_{\perp} = 2 K_1^2 K_2^2 K_3 \left( \frac{cT}{eH} \right) \quad (4)$$

На основании экспериментальных данных можно оценить коэффициенты  $K_1, K_2, K_3$  и тем самым получить ожидаемое значение  $D_{\perp}$  по формуле (4) для исследуемого состояния плазмы. Как говорилось выше, длина поперечной корреляции  $l_0 \sim 1$  см. Этот размер использовался для оценки  $E$  по измеренному  $\tilde{\varphi}$ . Т.к.  $l_0 \sim 3\rho_i$ , то согласно (3)  $K_1 \sim 0,3$ . Исходя из того, что  $e\tilde{\varphi} \sim 0,5T$ , имеем  $K_2 \sim 0,5$ . Для оценки  $\tau_s$ , предполагая потенциальность колебаний, можно воспользоваться вместо  $\rho_E(\tau)$ , корреляционной функцией колебаний плотности  $\rho_n(\tau)$ , измеряемой на эксперименте.  $\tau_s$ , оцененная из  $\rho_n(\tau)$  (рис. 7),  $\sim 0,25 / \omega_{Hi}$ , т.е. согласно (3)  $K_3 \sim 1,5$ . Окончательно имеем

$$D_{\perp} = 8 \cdot 10^{-2} \frac{cT}{eH} \quad (5)$$

Для нашего случая ( $T \sim 0,2$  эв;  $H = 1000$  эрстед)

$D_{\perp} \sim 1,6 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ . Эта оценка находится в удовлетворительном согласии с измерениями коэффициента диффузии / 2 / двумя независимыми методами:  $D_{\perp} \sim (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$  и  $(3 \pm 1) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ . (Первая цифра относится к измерению

коэффициента диффузии с помощью измерителя поперечного потока, вторая - по продольному градиенту плотности). Зависимость  $D_{\perp}(H)$ , наблюдаемая на эксперименте также согласуется с оценочной формулой (5).

Таким образом, можно утверждать, что уход плазмы поперёк магнитного поля вызывается турбулентными колебаниями.

5. Возбуждение токовой неустойчивости сопровождается появлением ионов с энергией, превышающей тепловую в десятки раз. Об этом можно судить по вольт-амперной характеристике анализатора поперечной энергии (рис. 9).

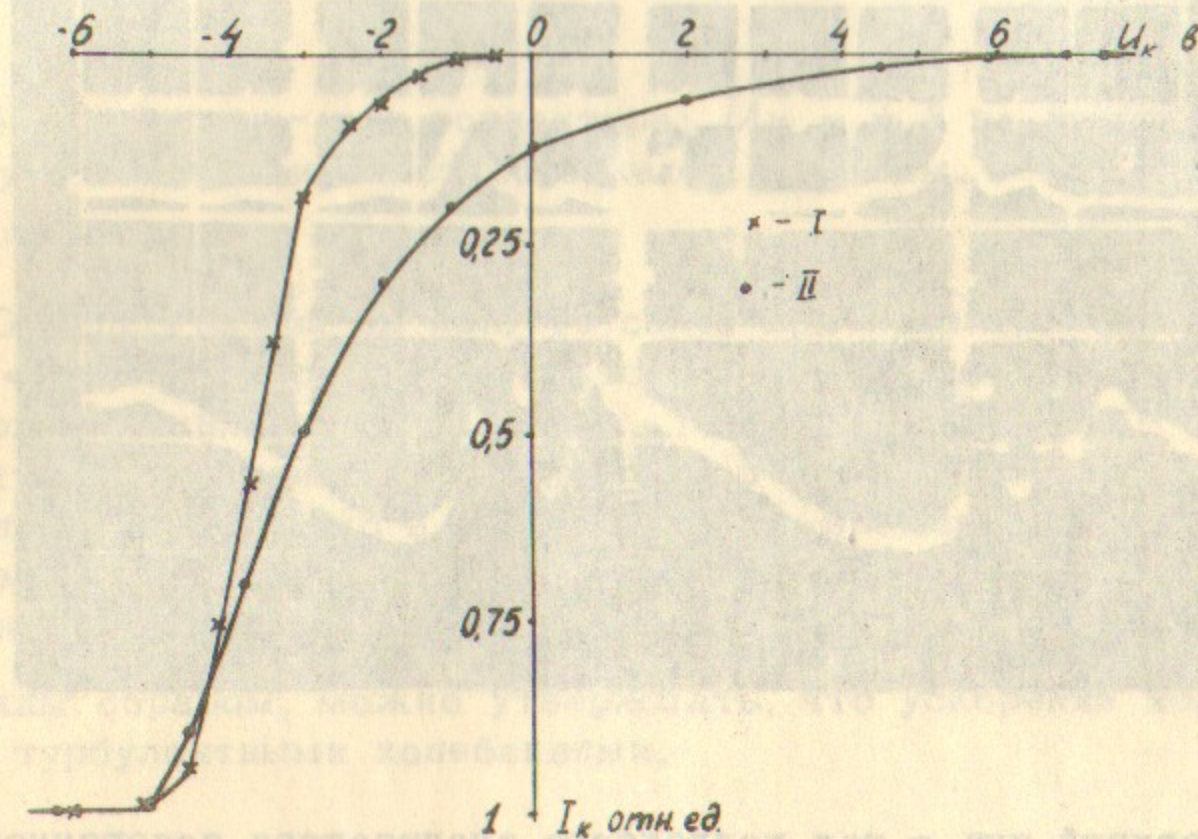


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики анализатора поперечных энергий: I - в отсутствие неустойчивости; II - при развитой неустойчивости.

Видно, что неустойчивость приводит к появлению ускоренных ионов. Их максимальная энергия  $\sim 10$  эв. (Отсчет энергии ведется от точки начала запирающего поля). Продольная энергия ионов возрастает с возбуждением неустойчивости, но слабее, чем поперечная.

На рис.10 и 11 показаны осциллограммы тока коллектора анализатора поперечной энергии ионов и колебаний плотности в

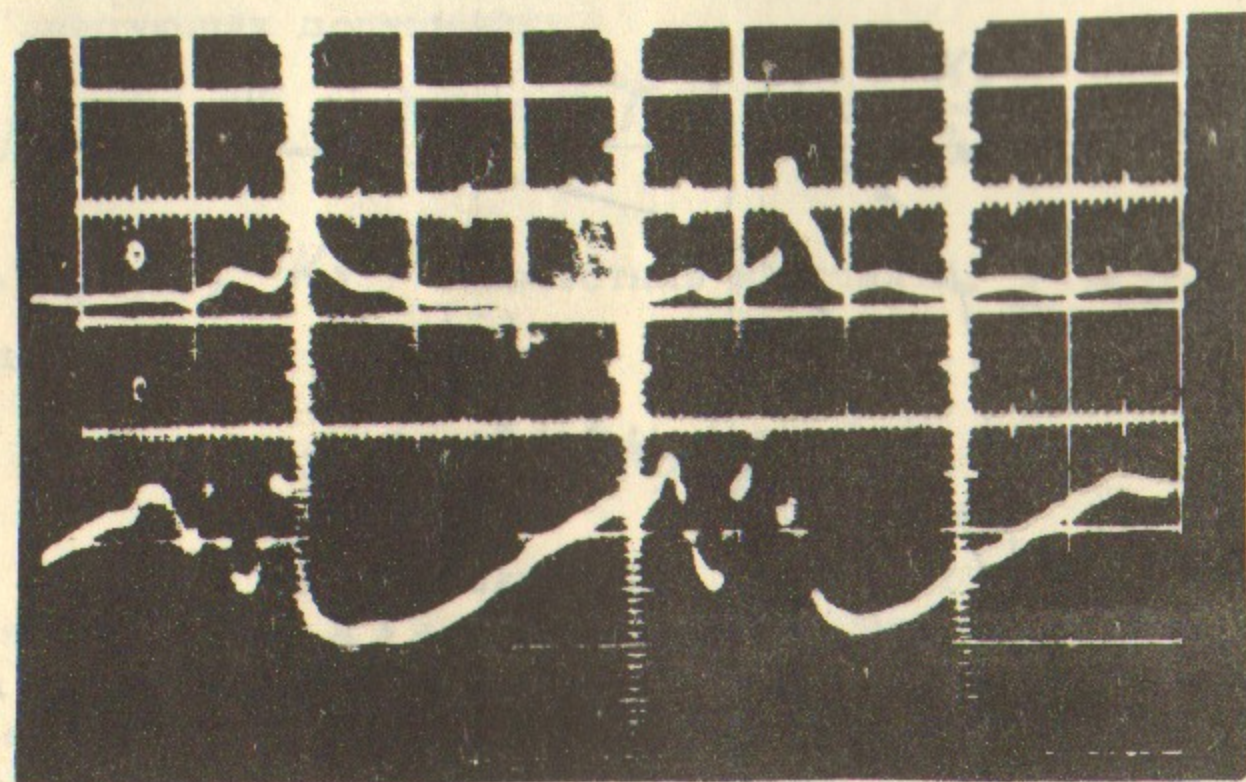


Рис.10. Верхний луч - ток коллектора анализатора поперечной энергии;  $U_k = -3$  в; нижний луч - колебания плотности на  $z = 10$  мм.

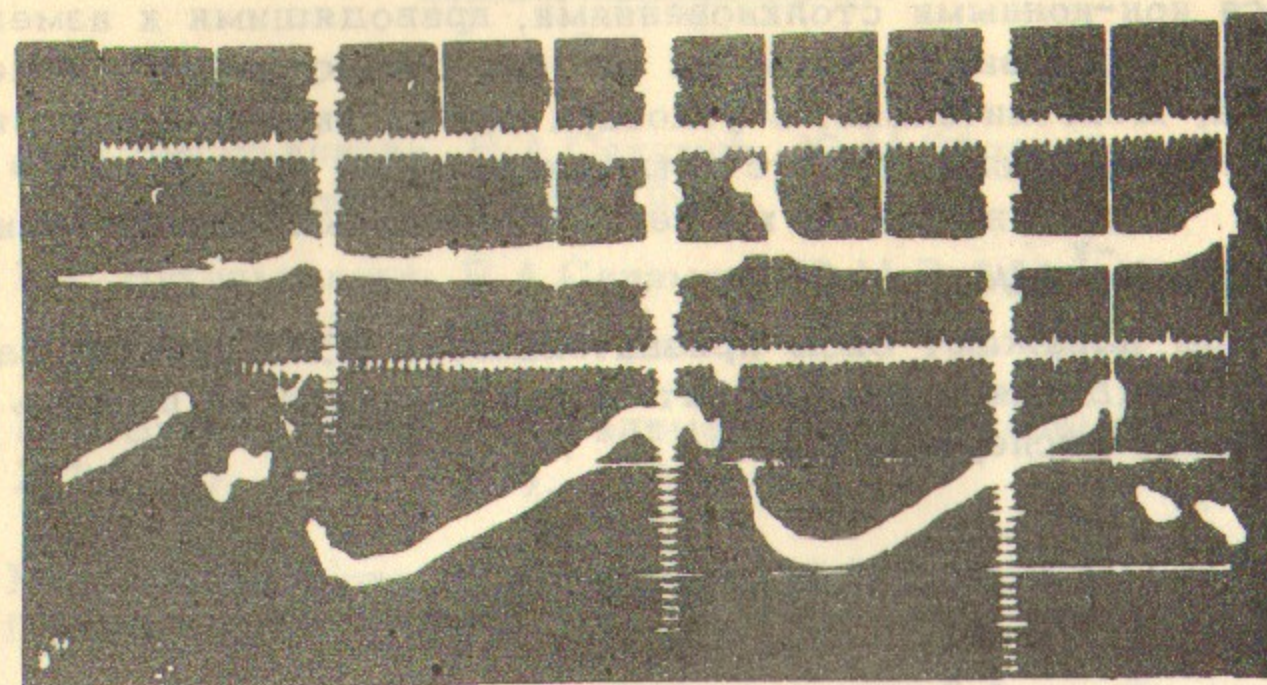


Рис.11. Верхний луч - ток коллектора;  $U_k = +3$  в; нижний луч - колебания плотности на  $z = 10$  мм.

плазме. Осциллограмма на рис. 10 снята при потенциале коллектора  $U_k = -3$  в, при этом на коллектор идут практически все ускоренные ионы. Осциллограмма на рис. 11 - при  $U_k = +3$  в - на коллектор идут ионы с энергией  $\gtrsim 6$  в. Четко видно, что ускоренные ионы наблюдаются только в те промежутки времени, когда присутствуют нерегулярные пульсации, причём быстрые ионы появляются к концу периода ускорения.

Таким образом, можно утверждать, что ускорение ионов вызывается турбулентными колебаниями.

Появление ионов с большой продольной энергией может вызываться ион-ионными столкновениями, приводящими к изменению импульса ускоренных ионов на  $90^\circ$  без существенного изменения энергии. Действительно, в условиях наших экспериментов время, в течение которого присутствуют энергичные ионы  $\tau \sim 10^{-3}$  сек (рис. 10); сравнимо со временем ион-ионных столкновений

$$\tau_{ii} \sim 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$$

Авторы выражают свою признательность А.В.Гуревичу за полезные обсуждения и благодарят И.А.Богащенко за помощь при проведении экспериментов.

## Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. Ядерный синтез 6, 255 (1966).
2. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, 52, 387 (1967).
3. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖТФ, 37, 1447 (1967).
4. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ПМТФ, № 4 (1968).
5. W. E. Drummond, M. N. Rosenbluth. *Phys. Fluids*, 5, 1507, (1962).
6. L. Spitzer. *Phys. Fluids*, 3, 659, (1960).

Вопросы биологии и физиологии  
в развитии и адаптации организмов  
к условиям окружающей среды  
и к изменениям климата  
и к различным факторам  
влияющим на организм  
и к различным факторам  
влияющим на организм  
и к различным факторам  
влияющим на организм

В. В. Думинин, М. И. Розенберг  
и др. Физиология, 2, 1967 (1967)  
и др. Физиология, 2, 1967 (1967)

---

Ответственный за выпуск КУДРЯВЦЕВ А.М.  
Подписано к печати 6.V-1968 г.  
Усл. 1,2 печ.л., тираж 250 экз.  
Заказ № 216, бесплатно.

---

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР