

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И АНОМАЛЬНАЯ ДИФфуЗИЯ В КАЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Н. С. Бучельникова, А. М. Кудрявцев и Р. А. Салимов

В неоднородной по плотности калиевой плазме в магнитном поле для случая, когда ларморовский радиус ионов сравним с размерами системы, обнаружена неустойчивость. Неустойчивость проявляется в возбуждении азимутальной волны, имеющей составляющую вдоль магнитного поля, с частотой первой гармоники  $\sim 60-70$  кГц. Обнаружено при этом, что коэффициент диффузии значительно превосходит классический по абсолютной величине и слабо зависит от магнитного поля.

### Введение

В последние годы появился ряд теоретических работ, посвященных исследованию устойчивости неоднородной плазмы [1-7]. Показано, что плазма, имеющая градиент плотности поперек магнитного поля (например, по оси  $x$ ), неустойчива по отношению к возбуждению волн типа  $A(x) \exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$  при  $k_y \gg k_z$ , т. е. волн, почти перпендикулярных к магнитному полю, но имеющих составляющую вдоль поля.

Все исследования проводились для случая  $\frac{\rho_i}{a} \ll 1$ , где  $\rho_i$  — ларморовский радиус иона, а  $a$  — характерный размер изменения плотности в случае плазменного цилиндра, равный его радиусу  $R$ .

К настоящему времени найдено пять ветвей этой неустойчивости, называемой иногда „универсальной“

#### 1. Дрейфовая [6]

$$\omega \sim k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n} = k_y \rho_i v_i \frac{n'}{n},$$

здесь  $T$  — температура в энергетических единицах;  $H$  — магнитное поле;  $n$  — плотность плазмы;  $n'$  — градиент плотности;  $v_i$  — тепловая скорость иона.

#### 2. Ионно-звуковая [1]

$$\omega \sim k_z \sqrt{\frac{T}{M}}, \quad v_{\text{ф.}} \sim \sqrt{\frac{T}{M}}; \quad \text{малые } \lambda_z.$$

#### 3. Альфвеновская [3]

$$\omega \sim k_z v_A = k_z \frac{H}{\sqrt{4\pi n M}}; \quad v_{\text{ф.}} = v_A.$$

#### 4. Ионно-циклотронная [7]

$$\omega = l\omega_i; \quad l = 1, 2, \dots; \quad \lambda_y < \rho_i,$$

$\omega_i$  — ионная циклотронная частота.

#### 5. Антидрейфовая для случая $\frac{\rho_i}{a} \gg 1$ при $T_e \gg T_i$

$$\omega \sim k_y \frac{\omega_i}{n'}.$$

“Универсальная” неустойчивость, как показано рядом авторов [4, 6], может приводить к аномальной диффузии поперек магнитного поля. При этом оказывается, что в ряде случаев коэффициент диффузии значительно превосходит классический и зависит от конфигурации плазмы. Так для дрейфовой неустойчивости в плотной плазме получается бомовский коэффициент диффузии  $D \sim \frac{cT}{2\pi eH}$ . При поле, превосходящем некоторое критическое, определяемое конфигурацией плазмы, коэффициент диффузии переходит в  $D \sim \frac{cTH^*}{2\pi eH^2}$ , где критическое поле  $H^* = \frac{L^{2/3}c(mM_{\nu e}T)^{1/3}}{eR^{4/3}}$ ;  $\nu_{ei}$  — частота электрон-ионных столкновений;  $L$  — продольный размер системы.

В данной работе описано экспериментальное исследование неоднородной плазмы в магнитном поле для случая  $\rho_i \sim R$ , теоретически не рассмотренного.

Эксперименты проводились на калиевой плазме плотностью  $10^7 - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в магнитном поле до 1200 эрст. Было обнаружено, что в этом случае возбуждаются косые волны с частотами первой гармоники  $\sim 60 - 70 \text{ кгц}$  и фазовой скоростью вдоль оси  $3 \cdot 10^6 \text{ см/сек.}$  при  $k_y > k_z$ . При этом наблюдается аномальная диффузия плазмы поперек магнитного поля с коэффициентом диффузии порядка  $10^4 - 10^5 \text{ см}^2/\text{сек.}$ , слабо зависящим от магнитного поля.

### Описание установки

Исследовавшаяся в эксперименте плазма образовывалась при поверхностной ионизации атомов калия на нагретой вольфрамовой спирали (ионизаторе).

Схема установки представлена на рис. 1а. Внутренний диаметр вакуумной камеры 4 см, длина 50 см. Предельный вакуум  $1 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$

Создаваемое на длине 45 см магнитное поле достигает 1200 эрст. при неоднородности по оси  $\sim 10^0\%$ , по азимуту  $\sim 0.5^0\%$ .

Ионизатор представляет собой плоскую вольфрамовую спираль диаметром  $2R = 2 \text{ см.}$  Диаметр вольфрамовой проволоки 0.035 см; нагрев прямой осуществляется постоянным током; рабочая температура  $\sim 2000^\circ \text{ К.}$

Направленный поток нейтралов на ионизатор создается с помощью испарителя. Последний представляет собой камеру, оканчивающуюся пакетом тонких никелевых трубок диаметром 0.075 и длиной 1.5 см.

Измерение плотности плазмы производится с помощью двойных зондов Лэнгмюра диаметром 0.5 и длиной 4 мм.

Плазма, получаемая при поверхностной ионизации, является относительно спокойной, так как в ней отсутствуют электрические поля и токи. Недостатком данной установки было наличие поперечного электрического поля в районе ионизатора. Падение потенциала на спирали достигало 30 в.

В ряде работ [8, 9] было показано, что в системах подобного типа электронная температура практически равна ионной и равна температуре

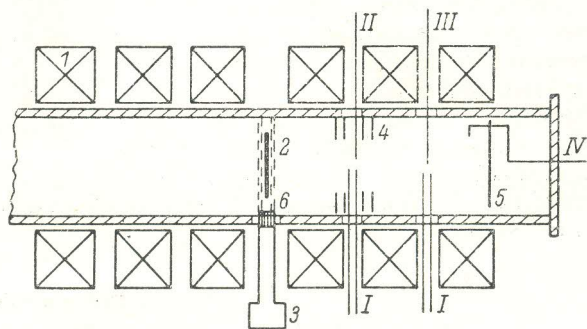


Рис. 1а. Схема установки.

- 1 — катушки магнитного поля; 2 — ионизатор; 3 — испаритель; 4 — измеритель диффузии; 5 — экран. I — двойные зонды; II, III — одиночные зонды; IV — подвижный зонд.

ионизатора. Плазма представляет собой цилиндр с плотностью, максимальной на оси и спадающей по радиусу (рис. 2). На оси плотность

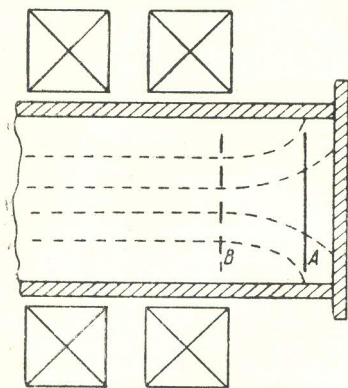


Рис. 16. Силовые линии магнитного поля в торце камеры. Расстояние ионизатор — экран в положении  $A - 31$  см,  $B - 28$  см.

измерялась обычно в двух точках — на расстояниях 9 и 18 см от ионизатора (по одну сторону от последнего). Между этими точками плотность падала в 5—10 раз. Конфигурация плазмы симметрична относительно ионизатора. В дальнейшем будет рассматриваться часть, заключенная между ионизатором и экраном (рис. 1а), при этом длина столба плазмы  $L \sim 30$  см.

Плотность плазмы меняется в пределах  $10^7 - 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ . Степень ионизации определяется остаточным давлением и меняется в широких пределах в зависимости от плотности плазмы. Так, при  $n = 1 \cdot 10^8$  см $^{-3}$  степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-20}/0$ , при  $n = 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3} \sim 50\%$ . Следует отметить, что даже при  $n = 1 \cdot 10^8$  см $^{-3} \frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 10$  ( $v_{ei}$  — число столкновений электрон-ионных столкновений;  $v_{en}$  — число столкновений электрон-нейтрал), т. е. плазму можно считать сильноионизованной. При  $n = 10^7$  см $^{-3}$  степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-30}/0$ , а  $\frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 1$ . При плотностях  $< 10^9$  см $^{-3} l > L$  ( $l$  — длина свободного пробега), т. е. плазма является практически бесстолкновительной, при  $n > 10^{10}$  см $^{-3} l < L$ .

Необходимо отметить, что около ионизатора, где имеется направленный поток нейтралов, в области с радиусом  $\sim 1$  см давление паров калия  $\sim 10^{-3}$  мм рт. ст. и плазма не является сильноионизованной. Вне этой области давление паров калия много меньше остаточного.

Плотность плазмы меняется в пределах  $10^7 - 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ . Степень ионизации определяется остаточным давлением и меняется в широких пределах в зависимости от плотности плазмы. Так, при  $n = 1 \cdot 10^8$  см $^{-3}$  степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-20}/0$ , при  $n = 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3} \sim 50\%$ . Следует отметить, что даже при  $n = 1 \cdot 10^8$  см $^{-3} \frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 10$  ( $v_{ei}$  — число электрон-ионных столкновений;  $v_{en}$  — число столкновений электрон-нейтрал), т. е. плазму можно считать сильноионизованной. При  $n = 10^7$  см $^{-3}$  степень ионизации  $\sim 3 \cdot 10^{-30}/0$ , а  $\frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 1$ . При плотностях  $< 10^9$  см $^{-3} l > L$  ( $l$  — длина свободного пробега), т. е. плазма является практически бесстолкновительной, при  $n > 10^{10}$  см $^{-3} l < L$ .

Необходимо отметить, что около ионизатора, где имеется направленный поток нейтралов, в области с радиусом  $\sim 1$  см давление паров калия  $\sim 10^{-3}$  мм рт. ст. и плазма не является сильноионизованной. Вне этой области давление паров калия много меньше остаточного.

Необходимо отметить, что около ионизатора, где имеется направленный поток нейтралов, в области с радиусом  $\sim 1$  см давление паров калия  $\sim 10^{-3}$  мм рт. ст. и плазма не является сильноионизованной. Вне этой области давление паров калия много меньше остаточного.

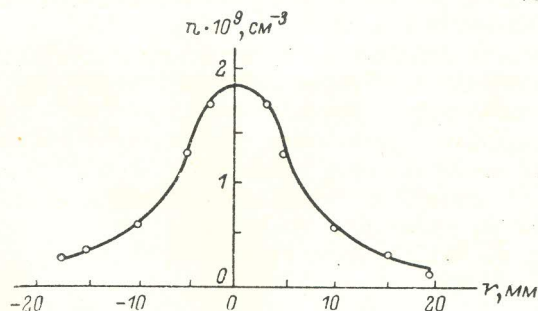


Рис. 2. Распределение плотности плазмы по радиусу.

$H = 600$  врт.

### Исследование колебаний

При исследовании колебаний антеннами служили молибденовые зонды диаметром 0.5 и длиной 3 мм, впаянные в стекло (зонды I—III на рис. 1а). Кроме того, в торце камеры находился подвижной экран с зондом IV. Экран мог перемещаться вдоль оси камеры, а зонд, кроме того, вращался по окружности с радиусом 1 см.

Сигналы с зондов подавались на селективный микровольтметр В6-2 или на панорамный анализатор спектра С4-8 через два последовательно включенных широкополосных усилителя УР-3. Чувствительность первой системы 1, второй 5 мкв. При измерении сдвига фаз сигнал зонда подавался на микровольтметр, используемый в качестве усилителя, а затем на двухлучевой осциллограф.

В эксперименте были обнаружены колебания с частотами 60—70, 120—140 и 180—210 кГц.

Было проверено, не является ли причиной возбуждения колебаний электрическое или магнитное поле ионизатора. Для выяснения роли поля разрывалась цепь накала ионизатора и измерялось „время жизни“ коле-

баний. Оказалось, что потенциал на ионизаторе спадает до нуля за время  $\sim 20$  мсек., а „время жизни“ колебаний  $\sim 300$  мсек., что соответствует времени остывания ионизатора от  $2000$  до  $1700^\circ\text{K}$ , когда плазма практически исчезает. Из этого можно сделать вывод, что возбуждение колебаний не связано с электрическим или магнитным полем. Можно было опасаться, что колебания возбуждаются в электронном или ионном слое вблизи поверхности ионизатора. Электронный слой образуется в случае  $I_{эл.} > I_{и.}$ , ионный при  $I_{и.} > I_{эл.}$  ( $I_{эл.}$ ,  $I_{и.}$  — поток электронов и ионов с поверхности ионизатора).

На рис. 3 представлена зависимость плотности плазмы от температуры ионизатора при постоянном потоке нейтралов. Область I здесь соответствует случаю  $I_{эл.} > I_{и.}$ , т. е. образованию электронного слоя, область II —  $I_{и.} > I_{эл.}$ , т. е. ионному слою.

Спектр наблюдаемых колебаний одинаков и в той и в другой области, откуда можно сделать вывод, что возбуждение колебаний не связано с наличием слоев.

Таким образом, можно с достаточной уверенностью считать, что причиной возбуждения колебаний является радиальная неоднородность плотности плазмы.

Колебания наблюдались при плотности  $10^7$ — $5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  в диапазоне магнитных полей  $600$ — $1200$  эрст. При этом ларморовский радиус меняется от  $6$  до  $3$  мм. Напомним, что радиус ионизатора  $1$  см, а полуширина столба плазмы  $6$ — $7$  мм (рис. 2).

Типичный спектр колебаний, снятый с помощью анализатора С4-8, показан на рис. 4. На фоне „белого“ шума наблюдаются резко выраженные пики с частотами  $70$ ,  $140$ ,  $210$  кгц. Отношение сигнал/шум достигает  $100$ . При наблюдениях спектра обычно обнаруживается три пика, частоты которых находятся в отношении  $1:2:3$ . Частота первой гармоники лежит в пределах  $60$ — $70$  кгц.

Следует отметить, что полуширина пиков растет с уменьшением магнитного поля. При полях, меньших  $600$  эрст., она приближается к  $70$  кгц, так что пики плохо разрешаются анализатором.

По сдвигу фаз были измерены длины азимутальных и продольных волн. В первом случае использовались зонды III и IV, во втором — II, III, и IV. Как уже говорилось, при измерении сдвига фаз сигналы с зондов через усилители подаются на двухлучевой осциллограф. Если синхронизовать запуск развертки осциллографа с сигналом одного из зондов, то на обоих лучах наблюдаются четкие синусоиды, сдвинутые по фазе. Это говорит о том, что оба зонда принимают одну и ту же волну, распространяющуюся по азимуту (или по оси), и в этом смысле являются когерентными источниками относительно приемной системы.

Было обнаружено, что в интервале плотностей плазмы от  $2 \cdot 10^9$  до  $3 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  удается выделить синусоиду только с того зонда, с сигналом которого синхронизована развертка. Фазы сигнала второго зонда беспорядочно „плавают“ относительно первого, т. е. когерентность пропадает.

Было обнаружено, что в интервале плотностей плазмы от  $2 \cdot 10^9$  до  $3 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  удается выделить синусоиду только с того зонда, с сигналом которого синхронизована развертка. Фазы сигнала второго зонда беспорядочно „плавают“ относительно первого, т. е. когерентность пропадает.

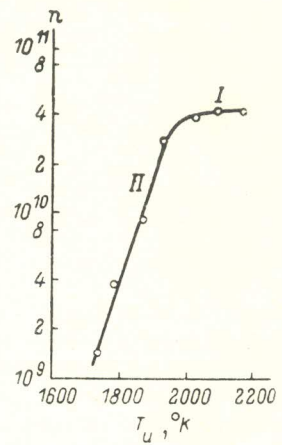


Рис. 3. Зависимость плотности на оси от температуры ионизатора.

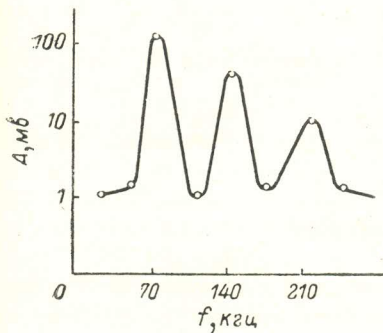


Рис. 4. Спектр колебаний.  
 $n = 3 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $H = 1000$  эрст.

При  $n < 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $n > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  когерентность наблюдается и для азимутальной и для продольной волны.

При вращении *IV* зонда относительно *III* на  $2\pi$ , т. е. при одном полном обороте, для трех гармоник наблюдались сдвиги фаз (табл. 1).

Таблица 1

$f$ , кгц	Сдвиг фаз
70	$2\pi$
140	$4\pi$
210	$6\pi$

Таким образом, длина азимутальной волны оказалась равной длине окружности, половине и трети ее для первой — третьей гармоник соответственно. Длина волны не зависит от плотности плазмы и магнитного поля.

При измерении длины продольной волны измерялся сдвиг фаз между неподвижными зондами *II* или *III* и подвижным зондом *IV* при перемещении последнего по оси. При этом  $\lambda = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} l$ , где  $l$  — смещение *IV* зонда,  $\Delta\varphi$  — наблюдаемый при

этом сдвиг фаз. Предварительно с помощью *II* и *III* зондов было установлено, что длина волны не меняется при перемещении *IV* зонда с экраном от *A* до *B* (рис. 16). При положении экрана *B* вместо бегущей волны по оси устанавливается стоячая волна.

Оказалось, что длина бегущей волны  $\sim 20 \text{ см}$ , т. е.  $\sim L$ . При перемещении экрана от *B* к ионизатору фаза колебаний не менялась. Оценка длины стоячей волны по амплитудам с *II—IV* зондов показала, что  $\lambda \sim 2L$  для всех трех гармоник.

Длины бегущей и стоячей волн не зависят от плотности и магнитного поля.

Была снята зависимость частоты и амплитуды колебаний от магнитного поля и плотности плазмы. Было обнаружено, что частота колебаний практически не зависит ни от магнитного поля, ни от плотности.

Амплитуда колебаний падает с ростом магнитного поля и растет с плотностью сначала линейно, а затем с тенденцией к насыщению (рис. 5). Распределение амплитуды колебаний по радиусу представлено на рис. 6.

С целью проверки предположения о том, что наблюдаемые колебания являются проявлением „универсальной“ неустойчивости в случае  $\rho_i \sim R$ , были проведены эксперименты на установке, в которой калиевая плазма создавалась на поверхности вольфрамовой пластины с радиусом 2 см. Следует отметить, что в этом случае вблизи пластины нет никаких паразитных полей. На этой установке ранее была обнаружена дрейфовая ветка „универсальной“ неустойчивости [10]. Она проявляется в возбуждении колебаний с частотами первой гармоники  $\sim 5—10 \text{ кгц}$  при полях  $\sim 800—1600 \text{ эрст}$ . При  $H \leq 400 \text{ эрст}$ , когда  $2\rho_i \sim R$ , амплитуда колебаний становится сравнимой с уровнем шумов, т. е. неустойчивость затухает.

На этой установке был исследован спектр колебаний при полях, меньших 400 эрст. Оказалось, что при  $H \sim 400—500 \text{ эрст}$  появляются четко выраженные гармоники с частотой первой из них  $\sim 60—70 \text{ кгц}$ . Особенно ярко они выражены при  $H = 200 \text{ эрст}$ , когда  $\rho_i \sim R$ .

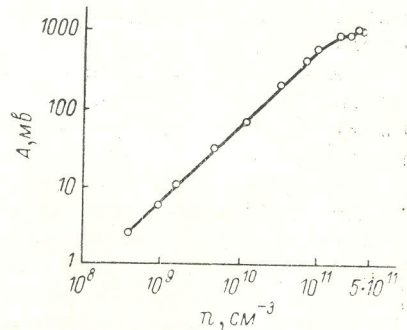


Рис. 5. Зависимость амплитуды колебаний от плотности на оси.

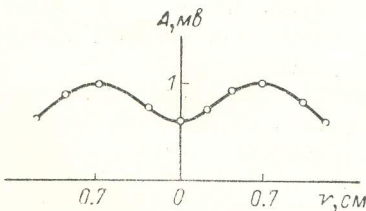


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний от радиуса.

На рис. 7 показан спектр колебаний при  $H=800, 400$  и  $200$  эрст., при этом плотность  $\sim 1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , остаточное давление  $3 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Видим, что при  $H=800$  эрст. не наблюдается высоких частот; при  $H=400$  эрст. они появляются, но остаются и дрейфовые, при  $H=200$  эрст. наблюдаются только высокие частоты.

Таким образом, действительно наблюдается, что описываемая неустойчивость появляется при  $\rho_i \sim R$ , причем есть область магнитных полей, где она существует параллельно с дрейфовой.

### Измерение коэффициента диффузии

Измерение коэффициента диффузии поперек магнитного поля производилось методом, предложенным С. Г. Алихановым.

По определению, коэффициент диффузии

$$D_{\perp} = \frac{j_{\perp}}{\frac{dn}{dr}},$$

где  $j_{\perp}$  — плотность потока плазмы поперек магнитного поля;  $\frac{dn}{dr}$  — градиент плотности на том же радиусе, где измеряется  $j_{\perp}$ .

Следовательно, зная  $j_{\perp}$  и  $\frac{dn}{dr}$ , можно определить  $D_{\perp}$ . Метод определения  $j_{\perp}$  сводится к следующему: если приложить разность потенциалов между кольцевыми пластинами, расположенными вокруг плазменного столба, достаточную для полного разделения зарядов,

то по току между кольцами можно определить поток ионов и электронов поперек магнитного поля.

$\frac{dn}{dr}$  можно определить, зная распределение плотности по радиусу плазменного цилиндра. Отметим, что этот метод дает возможность определять абсолютные значения коэффициента диффузии, в отличие от метода, применявшегося в работе [11], пригодного только при относительных измерениях.

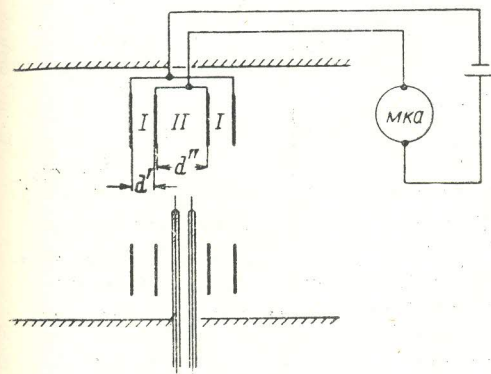


Рис. 8. Измеритель диффузии.

$I$  — область разделения зарядов;  $II$  — область измерения  $dn/dr$ .  $d'' = 0.3$  см;  $d' = 0.7$  см.

На рис. 8 показано устройство и расположение колец. Внутренний радиус колец  $R_1 = 0.95$  см, внешний  $R_2 = 1.7$  см. Кольца изготовлены из нержавеющей стали толщиной 0.9 мм, расстояние между кольцами  $d_1 = 3$  мм.

В области  $I$  происходит разделение зарядов. Распределение плотности измеряется в области  $II$ , где электрическое поле отсутствует. Использование двух пар колец позволяет усреднить влияние продольного градиента плотности.

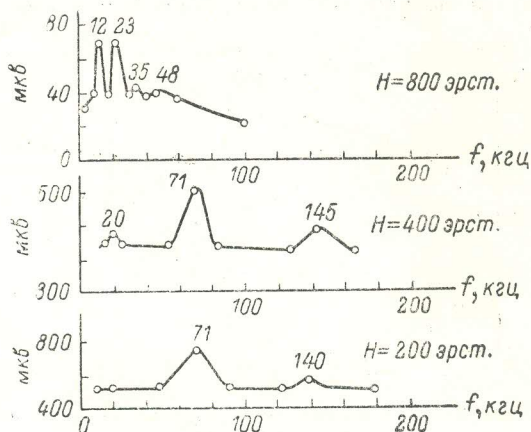


Рис. 7. Спектр колебаний.

Радиус плазменного столба  $\sim 2$  см.  $n = 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

Следует ожидать, что вольтамперная характеристика кольцевых пластин будет состоять из трех частей.

I участок: при малой разности потенциалов на поверхности колец образуется электрический слой, толщина которого по порядку величины равна дебаевскому радиусу экранирования. На этом участке кольца должны работать как двойной плоский зонд.

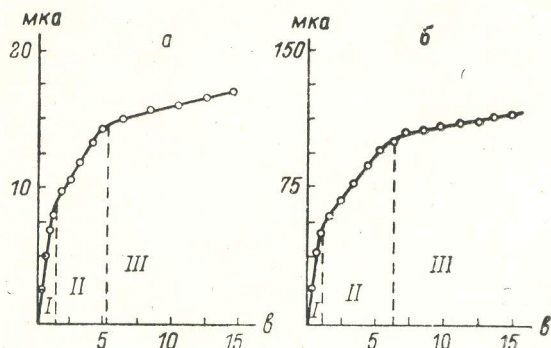


Рис. 9. Вольтамперная характеристика колец.  
 $H = 1000$  эрст.

$$a - n = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad б - n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

На рис. 9 представлена вольтамперная характеристика кольцевых пластин. На кривой ясно видны участки I—III. Небольшой наклон участка III вызван, вероятно, краевыми эффектами вблизи внутреннего радиуса колец  $R_1$ . Таким образом, можно утверждать, что при некоторой разности потенциалов  $U_k$  происходит полное разделение плазмы, уходящей поперек магнитного поля. Естественно, что  $U_k$  растет с увеличением плотности плазмы (рис. 9).

Таким образом,

$$j_{\perp} = \frac{I}{2S}; \quad S = 2\pi R_1 d_1,$$

$I$  — ток на кольца;  $d_1$  — расстояние между кольцами.

Возможным источником ошибок при измерении стеночного потока плазмы может являться некоторая несоосность колец (в данном эксперименте расстояние между осями колец выдерживалось с точностью 0.5 мм). Несоосность колец при наличии продольного потока плазмы может привести к тому, что измеряться будет не только поперечный стеночный поток, но и продольный. Легко видеть, что при этом вольтамперная характеристика колец должна быть несимметричной относительно нуля напряжения. В данной работе симметричность характеристики проверялась во всех экспериментах.

Было проверено, не искажают ли кольца распределение плотности по радиусу. На рис. 10 показано  $n(r)$ , снятое с кольцами (кривая I) и без колец (кривая II). Как видно из этих кривых, при  $r \leq R_1$  распределение плотности и  $\frac{dn}{dr}$  меняются незначительно.

Как уже говорилось, градиент плотности измерялся в области II рис. 8, где электрического поля нет. Легко показать, что градиент не искажается электрическим полем, если оно не слишком велико. Дей-

ств II участок: с увеличением разности потенциалов толщина слоя растет, и ионный ток насыщения должен возрастать по мере того, как увеличивается объем, в котором разделяются заряды.

III участок: с дальнейшим увеличением разности потенциалов в районе внешнего радиуса колец  $R_2$ , где плотность минимальна, электрические слои должны перекреститься, при этом будет достигнуто полное разделение электронов и ионов стеночного потока плазмы.

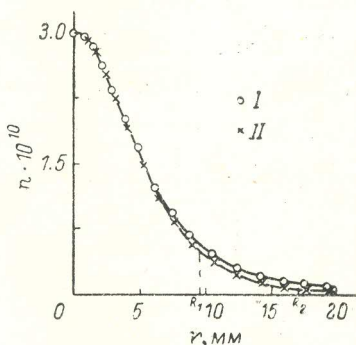


Рис. 10. Распределение плотности плазмы по радиусу.

I — без колец; II — с кольцами.  
 $H = 1000$  эрст

ствительно, фактором, определяющим  $n(r)$  в областях I и II без поля, является поток на стенки колец. При наложении поля в случае, когда  $r_D < d_1$ , поток на стенки не меняется и не должно меняться ни  $n(r)$ , ни  $\frac{dn}{dr}$ . Этот случай осуществляется, когда  $U \leq U_k$ , так как при  $U \sim U_k$  полное разделение достигается на  $r = R_2$ , а в районе  $r = R_1$  плотность плазмы практически остается прежней. Таким образом, если работать при потенциалах  $\sim U_k$ , то можно считать, что  $\frac{dn}{dr}$  одинаков в областях I и II.  $\frac{dn}{dr}$  определялся по измерению плотности в области II в точках  $r = 0.8$  и  $1.1$  см, поскольку значения  $\frac{dn}{dr}$ , полученные графическим дифференцированием и найденные по двум точкам, практически не отличались.

При измерении коэффициента диффузии кольца были расположены на расстоянии 9 см от ионизатора.

Как было показано, возбуждение неустойчивости не связано с электрическим или магнитным полем ионизатора. Можно было, однако, опасаться, что эти поля могут привести к дрейфу плазмы, т. е. к некоторой эффективной диффузии поперек магнитного поля. Следует, однако,

обратить внимание на то, что электрическое и магнитное поля ионизатора локализованы в непосредственной близости от его поверхности (электрическое поле сосредоточено между соседними витками, а магнитное падает как  $\frac{1}{z^3}$ ). Таким образом, дрейфы происходят только вблизи ионизатора и, по-видимому, могут оказать влияние только на начальное распределение плотности, но не привести к появлению направленного потока на достаточном расстоянии от ионизатора.

Коэффициент диффузии измерялся при плотностях плазмы  $4 \cdot 10^9 - 4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. В этом диапазоне плазма является сильноионизованной ( $\frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 4 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^3$ ).

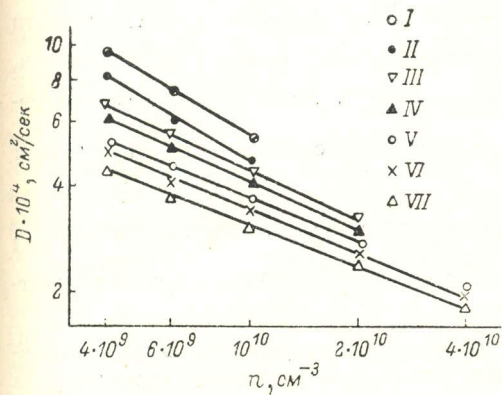


Рис. 12. Зависимость коэффициента диффузии от плотности (в логарифмическом масштабе).

Магнитное поле: I — 100; II — 200; III — 400; IV — 600; V — 800; VI — 1000; VII — 1200 эрст.

При измерении  $D$  снимаются серии кривых  $j(n)$  и  $\frac{dn}{dr}(n)$  при определенном магнитном поле. Зависимость  $D(n)$  находится по отношению  $\frac{j}{\frac{dn}{dr}}$  в соответствующих точках кривых.

Поскольку при изменении поля меняется плотность на оси, для выделения зависимости  $D(H)$  строится серия кривых  $D(n)$  при разных.

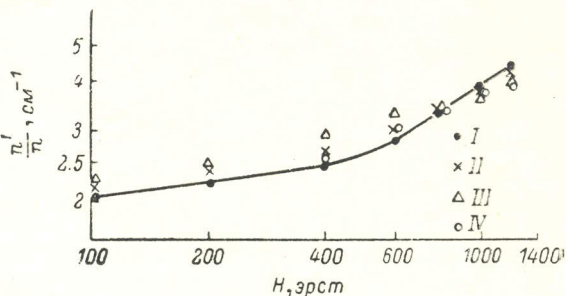


Рис. 11. Зависимость  $n'/n$  от магнитного поля (в логарифмическом масштабе).

I —  $n = 4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>; II —  $n = 6 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>; III —  $n = 1 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>; IV —  $n = 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.



ствительно, фактором, определяющим  $n(r)$  в областях I и II без поля, является поток на стенки колец. При наложении поля в случае, когда  $r_D < d_1$ , поток на стенки не меняется и не должно меняться ни  $n(r)$ , ни  $\frac{dn}{dr}$ . Этот случай осуществляется, когда  $U \leq U_k$ , так как при  $U \sim U_k$  полное разделение достигается на  $r = R_2$ , а в районе  $r = R_1$  плотность плазмы практически остается прежней. Таким образом, если работать при потенциалах  $\sim U_k$ , то можно считать, что  $\frac{dn}{dr}$  одинаков в областях I и II.  $\frac{dn}{dr}$  определялся по измерению плотности в области II в точках  $r = 0.8$  и  $1.1$  см, поскольку значения  $\frac{dn}{dr}$ , полученные графическим дифференцированием и найденные по двум точкам, практически не отличались.

При измерении коэффициента диффузии кольца были расположены на расстоянии 9 см от ионизатора.

Как было показано, возбуждение неустойчивости не связано с электрическим или магнитным полем ионизатора. Можно было, однако, опасаться, что эти поля могут привести к дрейфу плазмы, т. е. к некоторой эффективной диффузии поперек магнитного поля. Следует, однако, обратить внимание на то, что электрическое и магнитное поля ионизатора локализованы в непосредственной близости от его поверхности (электрическое поле сосредоточено между соседними витками, а магнитное падает как  $\frac{1}{r^3}$ ). Таким образом, дрейфы происходят только вблизи ионизатора и, по-видимому, могут оказать влияние только на начальное распределение плотности, но не привести к появлению направленного потока на достаточном расстоянии от ионизатора.

Коэффициент диффузии изменялся при плотностях плазмы  $4 \cdot 10^9 - 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В этом диапазоне плазма является сильноионизованной ( $\frac{v_{ei}}{v_{en}} \sim 4 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^3$ ).

При измерении  $D$  снимаются серии кривых  $j(n)$  и  $\frac{dn}{dr}(n)$  при определенном магнитном поле. Зависимость  $D(n)$  находится по отношению  $\frac{j}{\frac{dn}{dr}}$  в соответствующих точках кривых.

Поскольку при изменении поля меняется плотность на оси, для выделения зависимости  $D(H)$  строится серия кривых  $D(n)$  при разных

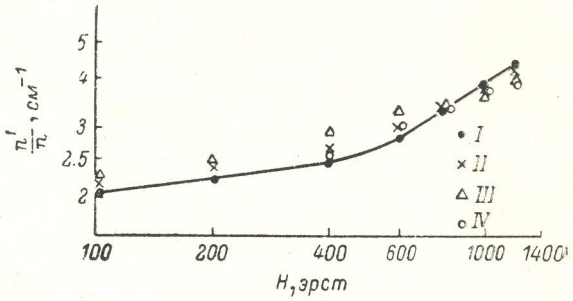


Рис. 11. Зависимость  $n'/n$  от магнитного поля (в логарифмическом масштабе).  
 $I - n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ;  $II - n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ;  $III - n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $IV - n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

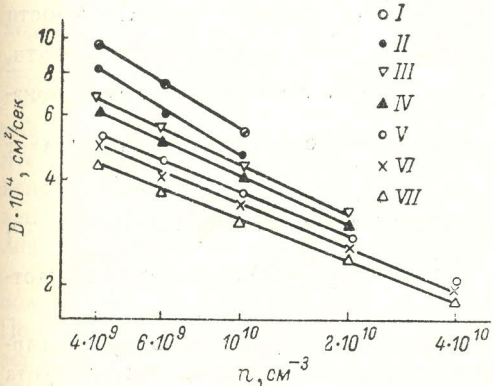


Рис. 12. Зависимость коэффициента диффузии от плотности (в логарифмическом масштабе).  
 Магнитное поле: I — 100; II — 200; III — 400; IV — 600; V — 800; VI — 1000; VII — 1200 эрст.

значениях  $H$ . По этим кривым определяется  $D(H)$  при определенных значениях  $n$ .

Кривые зависимости коэффициента диффузии от плотности плазмы и магнитного поля, а также  $\frac{1}{n} \frac{dn}{dr}(H)$  приведены на рис. 11—13.

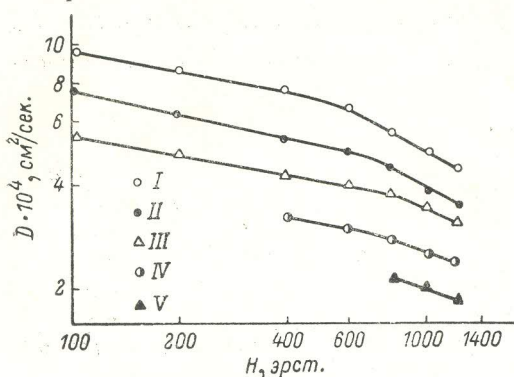


Рис. 13. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля (в логарифмическом масштабе).

$I - n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ;  $II - n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ;  $III - n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $IV - n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $V - n = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

“неустойчивости в эксперименте наблюдается косая волна с  $\lambda_x > \lambda_y$  ( $\lambda_x \sim 20$  см для бегущей и 40 см для стоячей волны;  $\lambda_y = 2\pi R = 6$  см для первой гармоники).

Для правильного анализа зависимости частоты от магнитного поля следует отметить, что при изменении магнитного поля меняется конфигурация плазменного столба. Действительно, как следует из рис. 10, в интервале полей 600—1200 эрст.  $\frac{n'}{n} \sim H^{2/3}$ . Поскольку зависимости частоты от магнитного поля обнаружено не было, можно предполагать, что частота либо не зависит ни от  $H$ , ни от  $\frac{n'}{n}$ , либо зависит от произведения  $\frac{1}{H} \frac{n'}{n} \sim H^{-1/3}$ . (Чувствительность эксперимента не позволяет обнаружить такую слабую зависимость).

Предположению о зависимости частоты от  $\frac{n'}{n}$  не противоречит то, что частота не зависит от плотности, так как  $\frac{n'}{n}$  при изменении плотности практически не меняется.

Следует обратить внимание на то, что в спектре наблюдаются гармоники основной частоты. Это можно объяснить, считая, что частота зависит от  $k_y$ . Действительно, при такой зависимости для случая ограниченной плазмы, когда длина волны определяется длиной окружности плазменного цилиндра, должны возбуждаться кратные частоты.

Таким образом, с достаточным основанием можно предполагать, что  $\omega \sim k_y \frac{1}{H} \frac{n'}{n}$ .

Наблюдаемая неустойчивость не может быть отнесена ни к ионно-звуковой, ни к альфвеновской ветке “универсальной” неустойчивости, так как фазовая скорость продольной волны равна  $3 \cdot 10^9$  см/сек., что значительно отличается как от скорости ионного звука, равной  $\sim 10^9$  см/сек., так и от альфвеновской скорости, равной  $10^9$  см/сек. (для  $H = 1000$  эрст. и  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Отпадает и ионно-циклотронная ветка, так как в этом случае  $\omega \sim H$  и не зависит от  $\frac{n'}{n}$ .

Можно было предполагать, что наблюдаемые колебания являются продолжением дрейфовой ветки в область  $\rho_i \sim R$ . Действительно, можно

## Обсуждение результатов

Так как в эксперименте было выяснено, что ни слой заряженных частиц у поверхности ионизатора, ни электрическое поле ионизатора не влияют на характер колебаний, наиболее вероятной причиной их появления следует считать неустойчивость, обусловленную пространственной неоднородностью плазмы. Это предположение подтверждается также тем, что в соответствии с теорией “универсальной”

обнаружить аналогию между наблюдаемой частотой  $\omega \sim k_y \frac{1}{H} \frac{n'}{n}$  и дрейфовой  $\omega \sim k_y \frac{cT}{eH} \frac{n'}{n}$ . Оказывается, однако, что для  $T=2000^\circ \text{K}$ ,  $H=1000$  эрст. и  $R=1$  см  $f_{др.} = 15$  кгц, в то время как наблюдаемая частота первой гармоники 60—70 кгц.

Кроме того, на установке с  $R=2$  см при  $H=400$  эрст. было обнаружено одновременное существование дрейфовых колебаний и колебаний с частотой 70 кгц, откуда следует, что они лежат на независимых ветках.

Таким образом, можно утверждать, что в описанном эксперименте обнаружена новая ветка „универсальной“ неустойчивости, возбуждающаяся при  $\rho_i \sim R$ .

Объяснить зависимость амплитуды колебаний от магнитного поля и плотности, а также отсутствие когерентности в диапазоне плотностей  $2 \cdot 10^9 < n < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в настоящее время не представляется возможным.

Следует обратить внимание на то, что в данном эксперименте  $\omega_i \tau_i$  приближается к единице, т. е. плазма становится незамагниченной, при  $n \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  ( $H=1000$  эрст.,  $T=2000^\circ \text{K}$ ). Так как амплитуда колебаний растет до  $n \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , можно утверждать, что наблюдаемая неустойчивость возбуждается и в незамагниченной плазме.

Кроме того, следует отметить, что неустойчивость возбуждается как в плотной плазме ( $n > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $l < L$ ), так и в плазме без столкновений ( $n < 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $l > L$ ).

Как видно из рис. 12, 13, абсолютная величина коэффициента диффузии лежит в пределах  $10^4$ — $10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$ . Коэффициент диффузии уменьшается с ростом плотности как  $\frac{1}{\sqrt{n}}$ . До полей 500—600 эрст.  $D \sim \frac{1}{H^{1/5}}$ , при ббльших полях  $D \sim \frac{1}{H^{2/5}}$ . Поле, при котором зависимость  $\frac{1}{H^{1/5}}$  переходит в  $\frac{1}{H^{2/5}}$ , растет с увеличением плотности от 500 эрст. при  $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  до 800 эрст. при  $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Покажем, что полученные результаты нельзя объяснить с точки зрения столкновительных типов диффузии. При этом нужно учитывать, что, кроме классической диффузии  $D_{ei}$  за счет электрон-ионных столкновений, может играть роль диффузия, связанная с ион-ионными столкновениями  $D_{ii}$  [12], а также стеночная диффузия  $D_{ст.}$  (на роль стеночной диффузии обратил внимание Г. И. Будкер).

Стеночная диффузия особенно существенна в системах, где плазма получается за счет термической ионизации на нагретой поверхности. Появление ее связано с тем, что ионы и электроны отражаются от поверхности, не рекомбинируя на ней, что при наличии градиента плотности поперек магнитного поля дает поток в направлении градиента, т. е. приводит к эффективной диффузии.

Коэффициенты диффузии могут быть записаны в следующем виде

$$D_{ei} = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\rho_i^2}{\tau_{ei}} \sim \frac{n}{H^2}, \quad (1)$$

$$D_{ii} = \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\rho_i^2}{R^2} D_{ei} \sim \frac{n}{H^4}, \quad (2)$$

если считать

$$\frac{d^3 n}{dr^3} = \frac{1}{R^2} \frac{dn}{dr}, \quad (3)$$

$$D_{ст.} = \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\lambda_i}{z} e^{-\frac{z}{\lambda_i}} D_{ei} \sim \frac{1}{H^2 e^n}, \quad (4)$$

где  $z$  — расстояние до поверхности, от которой отражаются ионы;  $\tau_i$  — время ион-ионных столкновений;  $\lambda_i = \tau_i v_i$ .

Таким образом, классическая и стеночная диффузия меняется с магнитным полем как  $\frac{1}{H^2}$ , а ион-ионная — как  $\frac{1}{H^4}$ . Стеночная диффузия убывает с ростом плотности как  $e^{-n}$ , классическая и ион-ионная растут пропорционально плотности.

Следует отметить, что учет поля разделения зарядов при ион-ионной диффузии приводит к уменьшению  $D_{ii}$  в  $\sqrt{\frac{M}{m}}$  раз [13, 14].

Таблица 2

$H$ , эрст.	$n$ , см <sup>-3</sup>	$D_{ei}$ , см <sup>2</sup> /сек.	$D_{ii}$ , см <sup>2</sup> /сек.	$D_{ст.}$ , см <sup>2</sup> /сек.	$D_{экспер.}$ , см <sup>2</sup> /сек.
1200	$4 \cdot 10^9$	2	70	$3 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^4$
1200	$2 \cdot 10^{10}$	9	$4 \cdot 10^2$	20	$2 \cdot 10^4$
800	$4 \cdot 10^9$	4	$4 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^4$
800	$2 \cdot 10^{10}$	20	$2 \cdot 10^3$	45	$2 \cdot 10^4$
400	$4 \cdot 10^9$	16	$6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^4$
400	$2 \cdot 10^{10}$	80	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^4$

В табл. 2 приведены значения коэффициентов диффузии, рассчитанные по формулам (1)–(4) и найденные экспериментально.

Как видно из табл. 2, при  $H > 400$  эрст. сумма  $D_{ei}$ ,  $D_{ii}$  и  $D_{ст.}$  на 1–2 порядка меньше, чем  $D$  экспериментальное.

Таким образом, при полях  $> 400$  эрст. наблюдаемая диффузия на несколько порядков превосходит классическую. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля слабее, чем  $\frac{1}{H}$ . Есть все основания считать, что эта аномальная диффузия обусловлена описанной выше неустойчивостью.

Диффузия в калиевой и цезиевой плазме изучалась ранее в работе [15]. Эксперименты проводились на установке с  $R = 1.5$  см при плотностях  $10^{10} - 10^{11}$  см<sup>-3</sup> и магнитных полях  $2 \cdot 10^3 - 10^4$  эрст. Было обнаружено, что коэффициент диффузии по порядку величины равен классическому и меняется с ростом поля как  $\frac{1}{H^2}$ .

Такое расхождение с нашими результатами не является странным, так как все измерения в работе [15] проводились в области  $\rho_i \ll R$ , где обнаруженная нами неустойчивость не должна проявляться.

Выражаем благодарность С. С. Моисееву и Р. З. Сагдееву за обсуждение результатов.

### Литература

- [1] Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев. ДАН СССР, 138, 581, 1961; Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев. Доклад на конференции по физике плазмы. Зальцбург, сентябрь, 1961. — [2] Б. Б. Каломцев, А. В. Тимофеев. ДАН СССР, 146, 581, 1962. — [3] А. Б. Михайловский, Л. И. Рудаков. ЖЭТФ, 44, 912, 1963. — [4] С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 763, 1963. — [5] А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 903, 1963. — [6] А. А. Галеев, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. Атомная энергия, № 12, 1963. — [7] А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев. ЖЭТФ, 44, 919, 1963. — [8] E. Hinno, J. G. Hirshberg, F. W. Hofmann a. N. Rynn. Phys.

- Fluids, 6, 1779, 1963. — [9] N. D'Angelo. Nucl. Fusion, 3, 147, 1963. — [10] Н. С. Бучельникова. ЖЭТФ, 46, 1147, 1964; Ядерный синтез, 4, № 3, 1964. — [11] И. А. Васильева, В. П. Грановский. Радиотехника и электроника, 4, 2051, 1959. — [12] C. L. Longmire, M. N. Rosenbluth. Phys. Rev., 103, 507, 1956. — [13] A. N. Kaufman. Phys. Fluids, 1, 252, 1958. — [14] В. Е. Голант. ЖТФ, XXXIII, 257, 1963. — [15] N. D'Angelo, N. Rynn. Phys. Fluids, 4, 275, 1961.

Поступило в Редакцию  
13 декабря 1963 г.  
В окончательной редакции  
5 июня 1964 г.