

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИ ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов, Ю. И. Эйдельман

Исследовано состояние плазмы и диффузия при дрейфовой неустойчивости в катодной плазме при больших амплитудах колебаний: $\tilde{n}/n \sim 1$. Найдено, что плазма является турбулентной, но полной хаотизации фаз колебаний не наблюдается. Время сохранения корреляции фаз составляет ~ 10 периодов колебаний. Коэффициент диффузии возрастает с ростом амплитуды колебаний, достигая величины $D \sim 10^3$ см²/сек при $\tilde{n}/n \sim 1$ и $H \sim 1000$ э, что на три порядка превосходит классический коэффициент.

В настоящей работе исследовалось состояние плазмы [1, 2] и диффузия поперек магнитного поля при дрейфовой неустойчивости [3] в случае больших амплитуд колебаний: $\tilde{n}/n \sim 1$ (n, \tilde{n} — плотность плазмы и ее переменная составляющая). Можно было ожидать, что при таких амплитудах состояние плазмы будет сильно турбулентным. Оказалось, однако, что хотя плазма и является турбулентной, полной хаотизации фаз колебаний не наблюдается — время корреляции фаз составляет ~ 10 периодов. Диффузия поперек магнитного поля растет с ростом амплитуды. При $\tilde{n}/n \sim 1$ и $H = 1000$ э коэффициент диффузии примерно на три порядка превышает классический. При этом диффузия носит конвективный характер.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментов использовалась установка [4], в которой плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине (ионизаторе) радиусом $R = 2$ см, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ$ К. Вторая пластина, расположенная на расстоянии $L = 36$ см от первой, не нагревается. Плотность плазмы в такой системе максимальна на оси и спадает по радиусу. Опыты проводились при плотности плазмы 10^9 — 10^{10} см⁻³ и магнитном поле 600—3000 э.

Плотность плазмы и амплитуда колебаний измерялись лэнгмюровским зондом соответственно по постоянной и переменной составляющей ионного тока насыщения [5]. Спектр колебаний исследовался с помощью избирательного указателя уровня ИУУ-300 (полоса пропускания ~ 1 кГц) и анализатора гармоник С5-3 (полоса ~ 200 Гц), регистрирующих эффективную амплитуду.

При исследовании состояния плазмы измерялась корреляционная функция и проводился качественный корреляционный анализ [1, 2, 6], заключающийся в том, что сигнал с зонда (полный или на заданной частоте) подавался на осциллограф в режиме многократного или однократного запуска. Первый режим позволяет различать регулярные и шумовые колебания, а также качественно определять время потери корреляции фаз. Второй дает возможность определять время между существенными изменениями амплитуды и фазы — «время жизни» волновых пакетов [1].

Для измерения корреляционной функции (КФ) использовался автоматический коррелограф [2, 7], регистрирующий знаковую корреляционную

функцию $F(\tau)$. Время задержки меняется от 0 до 1200 *мксек* ступенями по 12 *мксек*. Время интегрирования составляет 500 *мсек*. Отметим, что знаковая КФ связана с нормированной КФ $\rho(\tau)$ соотношением [2, 8] $\rho(\tau) = -\cos 2\pi F(\tau)$.

Для определения коэффициента диффузии измерялся поток плазмы поперек магнитного поля $(nv)_r$. Измеритель потока [5] представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины, между которыми приложен потенциал, достаточный для полного разделения электронов и ионов. Зная радиальный градиент плотности $dn/dr \sim n_0/R$ (n_0 — плотность на оси столба), находим коэффициент диффузии

$$D = (nv)_r / (dn/dr).$$

Коэффициент диффузии оценивался также по продольному градиенту плотности [2]. Предполагая, что продольная скорость дрейфа плазмы постоянна по сечению и длине плазменного столба и равна тепловой скорости ионов v_i , имеем

$$D = \frac{\alpha R}{2} v_i \frac{dn/dz}{dn/dr},$$

где $\alpha < 1$ — коэффициент, учитывающий радиальное распределение плотности.

Результаты эксперимента

1. Как было показано ранее на этой же установке [3], в неоднородной по плотности плазме в отсутствие электрических полей и тока развивается дрейфовая неустойчивость. Неустойчивость проявляется в возбуждении азимутальных волн, имеющих продольную составляющую. При этом волна является стоячей по оси и бегущей по азимуту, а длины волн гармоник кратны длине окружности плазменного цилиндра. Волны потенциальны, т. е. выполняется соотношение $\tilde{n}/n \approx \tilde{e}\varphi/T$ [5].

В работе [3], где исследования проводились в системе с двумя горячими пластинами, неустойчивость наблюдалась при ионном и электронном слоях у поверхности ионизатора. Однако в этих измерениях не было контроля за величиной амплитуды колебаний. Оказалось, что при переходе в режим электронного слоя амплитуды колебаний падают. В случае работы с одной холодной пластиной при переходе в режим электронного слоя неустойчивость затухает. Причиной затухания неустойчивости, по-видимому, является компенсация азимутальных возмущений за счет эффекта типа эффекта Саймона [9].

При переходе в ионный слой амплитуды растут, достигая при достаточно глубоком ионном слое величины $\tilde{n}/n \sim 1$. Следует обратить внимание на то, что при переходе в ионный слой наблюдается возбуждение колебаний одновременно в довольно широкой области спектра, причем нарастают и гармоники и шумовые колебания на промежуточных частотах (рис. 1). Таким образом, можно утверждать, что турбулентное состояние плазмы в этом случае развивается не вследствие последовательного возбуждения степеней свободы системы и взаимодействия гармоник [10], а в результате нарастания начальных флуктуаций во всей области спектра, где возможна неустойчивость. Этот вывод находится в согласии с результатами теоретических работ [11–13], в которых было показано, что при приближении к границе неустойчивости флуктуации неограниченно (в линейной теории) нарастают.

2. При исследовании состояния плазмы в случае развитой неустойчивости следовало выяснить следующие вопросы. Если состояние плазмы не является турбулентным, а исследуемые колебания представляют собой

стационарную волну, должна наблюдаться регулярная картина, сохраняющаяся во времени. В случае турбулентного состояния колебания имеют шумовой характер. При этом слаботурбулентное состояние характеризуется тем, что взаимодействие волн мало. В результате каждой частоте соответствует свое волновое число k (функция спектральной плотности имеет δ -образный характер) [14], а «время жизни» волновых пакетов велико по сравнению с периодом колебаний⁴⁾. Таким образом, корреляция фаз коле-

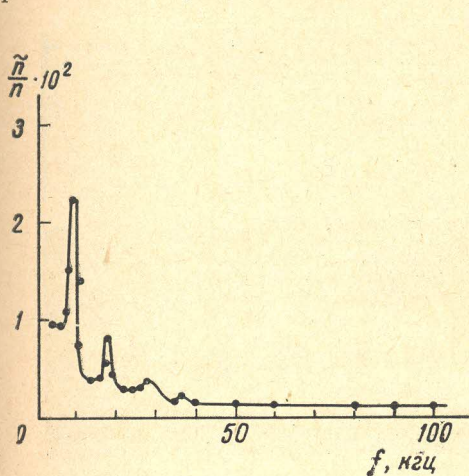


Рис. 1. Спектр колебаний при малых амплитудах. $H = 1000 \text{ э}$, $n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\tilde{n}/n \sim 0,1$

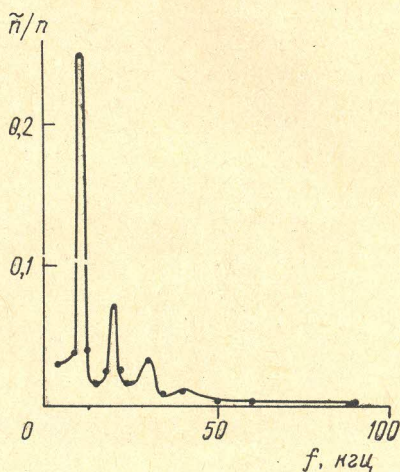


Рис. 2. Спектр колебаний при больших амплитудах. $H = 1000 \text{ э}$, $n = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\tilde{n}/n \sim 0,5$

баний в данной точке сохраняется в течение большого числа периодов. Расстояние, на котором теряется корреляция фаз, велико по сравнению с длиной волны.

При переходе к сильнотурбулентному состоянию растет взаимодействие волн, «время жизни» уменьшается, становясь сравнимым с периодом колебаний, происходит «расплывание по k » функции спектральной плотности, т. е. каждому ω теперь соответствует набор k . В этом случае малы и время потери корреляции фаз в данной точке и расстояние, на котором теряется корреляция.

Состояние плазмы в случае малых амплитуд колебаний (первая гармоника — $\tilde{n}/n \sim 10^{-2}$, полный сигнал — $\tilde{n}/n \sim 0,1$) исследовалось ранее [6]. Было показано, что состояние плазмы является слаботурбулентным, причем колебания на частотах гармоник близки к когерентным, а промежуточные являются шумовыми. В настоящей работе измерено «время жизни» по полному сигналу и первой гармонике. Оказалось, что колебания гармоник не являются чисто когерентными, а характеризуются большим «временем жизни» — оно превышает 50–60 периодов.

При увеличении амплитуды колебаний «время жизни» уменьшается. Типичный спектр колебаний, снятый при больших амплитудах, показан на рис. 2. Видно, что амплитуда первой гармоники достигает величины $\tilde{n}/n \sim 0,25$, при этом для полного сигнала $\tilde{n}/n \sim 0,5-0,6$.

Напомним, что измеряется эффективная амплитуда. Истинная амплитуда может быть получена из осциллограммы колебаний плотности, представленной на рис. 3 (многократная развертка). Видно, что плотность па-

⁴⁾ Отметим, что употребляемое в теории понятие «слаботурбулентное состояние» предполагает, в отличие от этого, полную хаотичность фаз.

дает практически до нуля, так что амплитуда достигает величины $\tilde{n}/n \sim 1$. Отметим, что частота колебаний в полном сигнале совпадает с частотой первой гармоники.

Наблюдается модуляция колебаний верхней части спектра с частотой полного сигнала (рис. 4). При этом амплитуда высоких частот максимальна в области фазы максимальной плотности, откуда можно сделать вывод,

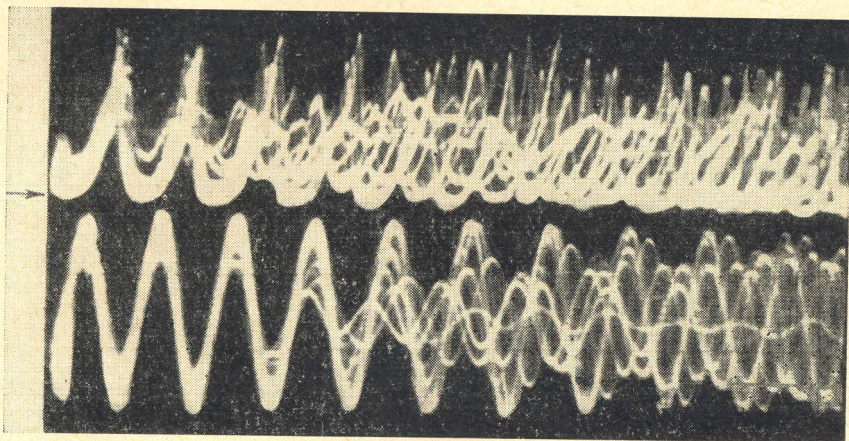


Рис. 3. Колебания плотности (многократный запуск). Верхняя кривая — полный сигнал (стрелкой указан нулевой уровень), нижняя кривая — колебания на частоте первой гармоники. $H = 1000$ э, $n = 3 \cdot 10^9$ см⁻³

что эти колебания сосредоточены в пределах сгустка плазмы, соответствующего первой гармонике.

Из осциллограммы (рис. 3) видно, что колебания носят шумовой характер, причем хаотизация фаз происходит через 6—7 периодов.

На рис. 5 приведена осциллограмма, снятая в режиме однократной развертки. Четко видны случаи срыва фазы колебаний. Среднее значение «времени жизни» ~ 10 периодов. Отметим, что после срыва фазы амплитуда колебаний нарастает до своей максимальной величины за несколько (3—4) периодов, откуда можно сделать вывод, что инкремент нарастания неустойчивости сравним с частотой ($\gamma \sim \omega$).

На рис. 6 представлена автокорреляционная функция (АКФ) колебаний плотности. Шкала АКФ по оси ординат задана по амплитуде АКФ синусоидального сигнала. Видно, что амплитуда АКФ падает, что указывает на хаотизацию фаз колебаний. Амплитуда АКФ обращается в нуль (полная хаотизация фаз) примерно через 10 периодов. Отметим, что АКФ полного сигнала практически совпадает с АКФ первой гармоники.

Таким образом, разные методы измерения дают практически одинаковое время сохранения корреляции фаз: ~ 10 периодов.

Отметим, что и АКФ и многократная развертка регистрируют и изменения фазы (в том числе малые) и «расплывание по к» (многократная развертка реагирует также на изменения амплитуды), а «время жизни» характеризует только сбой фазы. Близость времени потери корреляции из АКФ и «времени жизни» говорит о том, что «расплывания по к» практически нет.

К тому же выводу приводит тот факт, что КФ практически не меняется при изменении расстояния между зондами (за исключением сдвига по фазе). На рис. 7 показана КФ, снятая зондами, расположенными под углом 180° . Четко виден сдвиг фаз на π , а в остальном КФ совпадает с АКФ. Та-

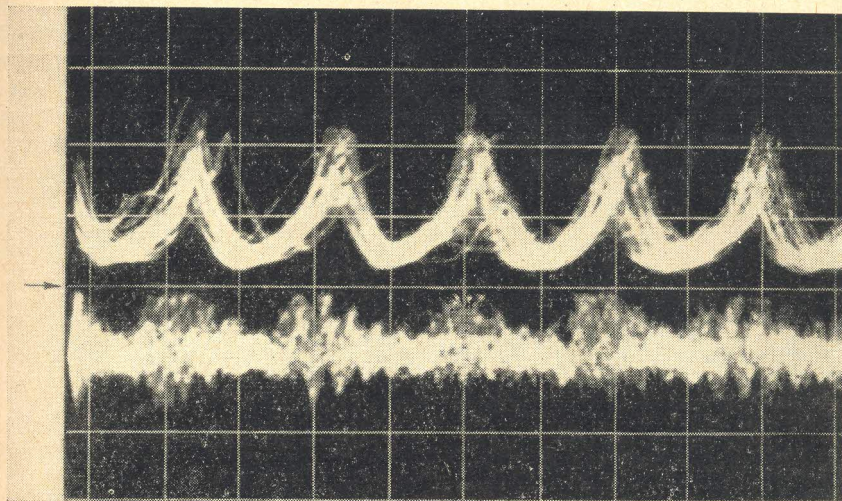


Рис. 4. Модуляция колебаний верхней части спектра. Верхняя кривая — колебания плотности (полный сигнал); нижняя кривая — сигнал из плазмы, пропущенный через селективный усилитель с полосой ~ 20 кГц, настроенный на частоту $f = 90$ кГц. $H = 1000$ э, $n = 3 \cdot 10^9$ см $^{-3}$

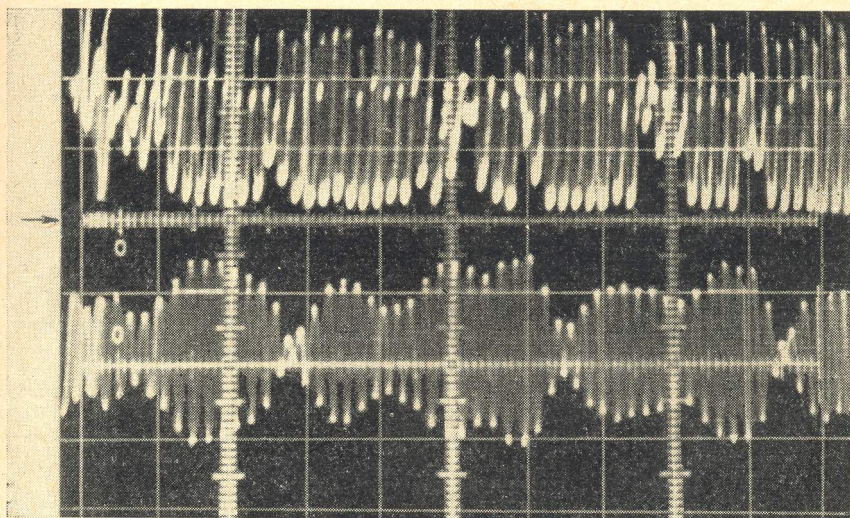


Рис. 5. Колебания плотности (одноразовый запуск). Верхняя кривая — полный сигнал (стрелкой указан нулевой уровень), нижняя кривая — колебания на частоте первой гармоники. $H = 1000$ э, $n = 3 \cdot 10^9$ см $^{-3}$

ким образом, можно утверждать, что на расстоянии порядка половины длины волны существенной хаотизации фаз не происходит.

Итак, анализ состояния плазмы при дрейфовой неустойчивости в случае больших амплитуд колебаний $\tilde{n}/n \sim 1$ показывает, что плазма является турбулентной, причем корреляция фаз колебаний сохраняется в течение ~ 10 периодов, а «расплывания по k » нет.

3. Как было показано ранее [6], азимутальная фазовая скорость постоянна по спектру. Таким образом, азимутальная длина волны обратно пропорциональна частоте, т. е. «спектр по k » является линейным.

При увеличении магнитного поля частоты гармоник уменьшаются обратно пропорционально полю, при этом уменьшается и продольная фазовая скорость ω/k_z (напомним, что $\lambda_z \sim 2L$ [3]). Амплитуды гармоник, их соотношение, полуширина пиков остаются постоянными до $H \sim 1100-1200$ э (эксперименты проводились при $\tilde{n}/n \sim 1$). При дальнейшем увеличении поля амплитуда первой гармоники начинает падать, а второй возрастает (рис. 8). При таком поле, что $\omega/k_z \sim 3,5 v_i$, первая гармоника затухает.

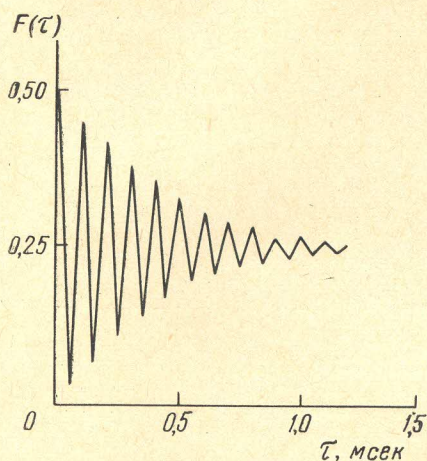


Рис. 6. АКФ полного сигнала

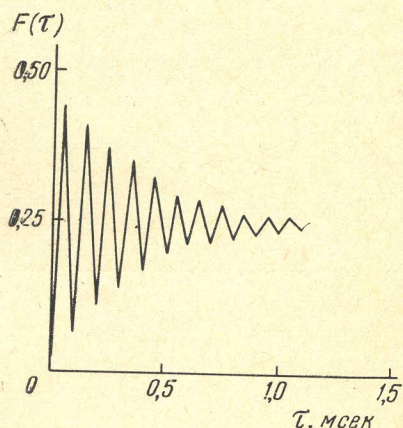


Рис. 7. КФ полного сигнала. Расстояние между зондами равно 180°

При дальнейшем увеличении поля затухает и вторая гармоника (при этом $\omega/k_z \sim 5 v_i$, если $\lambda_z = 2L$).

Аналогичные явления были подробно исследованы Лашинским [15] в случае малых амплитуд колебаний. Им было показано, что последовательное затухание гармоник объясняется затуханием Ландау на ионах, которое для дрейфовых волн в бесстолкновительной плазме должно наблюдаться при $\omega/k_z \sim 3 v_i$. Им также наблюдалась перекачка энергии по гармоникам при затухании одной из них, что было объяснено нелинейными эффектами. Ссылаясь на эту работу, мы не будем более подробно анализировать полученные результаты (см. примечание в конце статьи).

При уменьшении амплитуды полуширина пиков растет, что соответствует уменьшению «времени жизни». После затухания второй гармоники спектр имеет чисто шумовой характер (рис. 9). Максимум амплитуды лежит в области низких частот (амплитуда колебаний в этой области $\tilde{n}/n \sim (1-3) \cdot 10^{-2}$), несмотря на то, что для более высоких частот еще выполнены условия неустойчивости $-\omega/k_z \gg v_i$. Отметим, что в области высоких частот амплитуда значительно выше при больших полях. Можно предположить, что уровень шумов в области низких частот является уровнем равновесных флуктуаций в «преднеустойчивом» состоянии.

4. Измерение диффузии показало, что коэффициент диффузии растет с ростом амплитуды колебаний. В режиме электронного слоя неустойчивость практически отсутствует, и амплитуда колебаний плотности $\tilde{n}/n \sim 10^{-2}-10^{-3}$, спектр при этом чисто шумовой, амплитуда практически постоянна по спектру и составляет $\tilde{n}/n \leq 10^{-4}$. Коэффициент диффузии в этом случае равен $\leq 10-20$ см²/сек. Так как классический коэффициент D_{ei} при этом должен иметь величину ≤ 1 см²/сек, можно предполагать, что измеряемое значение D определяется паразитным потоком на измеритель, и считать это значение пределом точности измерений.

На рис. 10 показана зависимость коэффициента диффузии от амплитуды колебаний — по оси абсцисс отложены значения амплитуды полного сигнала в максимуме по радиусу. Видно, что D растет примерно, как $(\tilde{n}/n)^2$. Отметим, что при амплитуде первой гармоники $\tilde{n}/n \sim 10^{-2}$ (случай, исследованный в [5]) коэффициент диффузии имеет величину $\sim 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$, что совпадает с прежними результатами.

При $H = 1000 \text{ э}$ и $\tilde{n}/n \sim 1$ коэффициент диффузии достигает величины $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$. Действительно, среднее значение D по измерителю равно

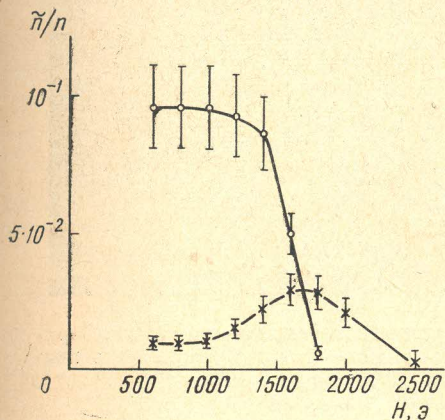


Рис. 8

Рис. 8. Зависимость амплитуды (над уровнем шума) первой (O) и второй (X) гармоник от магнитного поля. $n = 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\tilde{n}/n \sim 1$

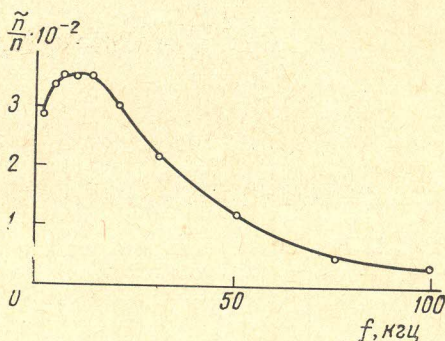


Рис. 9

Рис. 9. Спектр шумов. $H = 2500 \text{ э}$, $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\tilde{n}/n \sim 0,4$

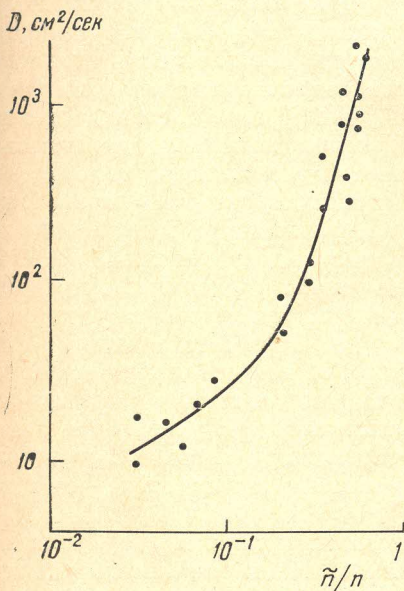


Рис. 10

Рис. 10. Зависимость коэффициента диффузии от амплитуды колебаний; $H = 1000 \text{ э}$

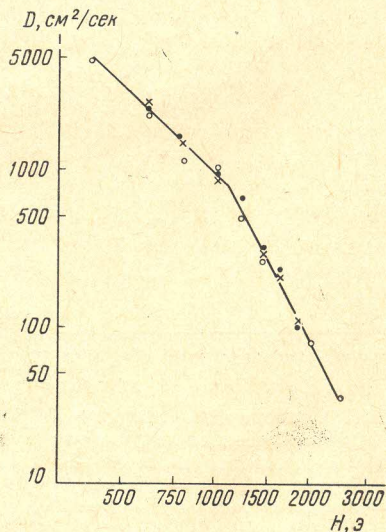


Рис. 11

Рис. 11. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля (результаты трех экспериментов): ● — $n = 3,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, × — $n = 4,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, ○ — $n = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\tilde{n}/n \sim 1$

$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$, оценка по продольному градиенту дает $(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$. Отметим, что при измерениях D по градиенту отсутствовали все измерительные элементы, кроме одного зонда. Таким образом, коэффициент диффузии примерно на три порядка превосходит классический и при

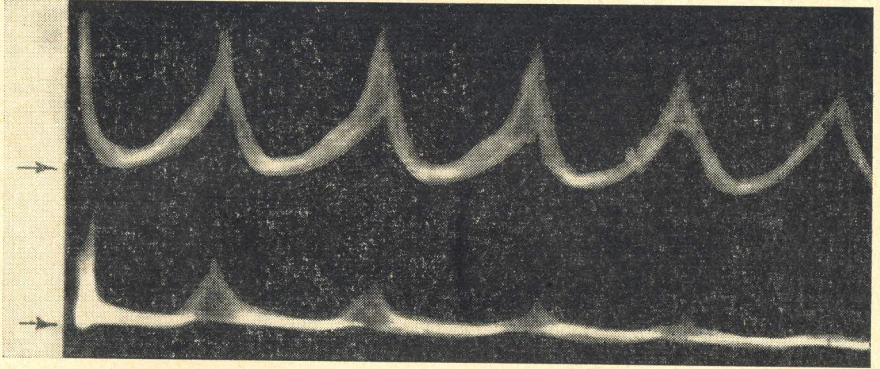


Рис. 12. Корреляция тока измерителя диффузии с колебаниями плотности. Верхняя кривая — колебания плотности, нижняя кривая — ток измерителя (стрелки указаны нулевые уровни). $H = 1000 \text{ э}$, $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

$H = 1000 \text{ э}$ по абсолютной величине близок к бомовскому [16], равному $D_B = cT / 16eH = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$.

Зависимость $D(H)$, однако, значительно сильнее, чем H^{-1} . Типичная кривая $D(H)$ приведена на рис. 11. Видно, что в области магнитных полей, ниже некоторого H_0 , D меняется пропорционально H^{-2} , при более высоких полях $D \propto H^{-4}$. Данные, полученные с помощью измерителя и по продольному градиенту плотности, совпадают. Оказалось, что значение $H_0 \sim 1100\text{--}1200 \text{ э}$, т. е. совпадает с полем, при котором начинает уменьшаться амплитуда первой гармоники (рис. 8).

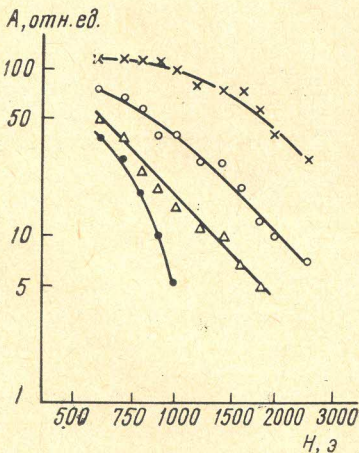


Рис. 13. Зависимость амплитуды выбросов от разных радиусов от магнитного поля: ● — $r = 20 \text{ мм}$, △ — $r = 25 \text{ мм}$, ○ — $r = 30 \text{ мм}$, × — $r = 35 \text{ мм}$; $n = 4,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$

При малых амплитудах зависимость $D(H)$ специально не исследовалась, хотя было замечено, что D также довольно сильно зависит от H . Этот результат расходится с прежним [5], когда было найдено, что D не зависит от H при амплитудах первой гармоники $\sim 10^{-2}$. Причина этого расхождения не выяснена. Возможно, она заключается в разнице граничных условий, поскольку прежние эксперименты проводились в системе с двумя нагретыми пластинами, а настоящие — с одной холодной.

Был исследован механизм диффузии поперек магнитного поля. Оказалось, что ток измерителя или ток на зонд вне столба плазмы имеет вид пиков, наблюдающихся в фазе с максимумом плотности в волне (рис. 12). Таким образом, поток плазмы поперек магнитного поля имеет вид выбросов (факелов), скоррелированных с колебаниями в дрейфовой волне. Выброс происходит практически одновременно по всей длине столба (нет продольного сдвига фаз) и бежит вместе с волной по азимуту

(азимутальный сдвиг фаз выбросов совпадает со сдвигом фаз колебаний плотности). При $H = 1000$ э выброс наблюдается на расстояниях до $5,5$ см ($\sim 3R$) от оси столба. Скорость движения выброса поперек поля, определенная по радиальному сдвигу фаз, равна в этом случае $\sim 4 \cdot 10^4$ см/сек. Диффузия имеет характер выбросов и при меньших амплитудах.

При увеличении магнитного поля амплитуды выбросов резко падают (рис. 13), одновременно уменьшается максимальное расстояние, на котором наблюдается выброс.

Отметим, что коэффициент диффузии, определяемый с помощью измерителя или по продольному градиенту плотности, характеризует усредненный поток плазмы поперек магнитного поля.

Обсуждение результатов

1. Рассмотрим подробнее наблюдаемую неустойчивость, учитывая данные, полученные ранее [3, 6, 17]. Исследуемая плазма имеет геометрию цилиндра с $L/R = 18$; для плазмы

$$T_e \sim T_i = T, \quad \beta = \frac{8\pi nT}{H^2} < \frac{m}{M} \ll 1, \quad \lambda_{ei} \gg L$$

(λ_{ei} — длина свободного пробега относительно электрон-ионных столкновений), $a = (n^{-1}dn/dr)^{-1} \sim 1-2$ см, так что ларморовский радиус ионов $\rho_i < a$ ($\rho_i = 0,37$ см при $H = 1000$ э).

Наблюдаемая волна имеет следующие характеристики: волна — азимутальная, распространяется в сторону электронного ларморовского дрейфа, имеет продольную составляющую; частота колебаний обратно пропорциональна магнитному полю, частота первой гармоники близка к дрейфовой, равной

$$\omega_* = k_y \frac{cT}{eH} \frac{dn/dr}{n}$$

(k_y — азимутальная составляющая волнового вектора). Отметим, что при расчете ω_* величины $k_y = 2\pi/\lambda_y$ и dn/dr определялись на радиусе, где амплитуда колебаний максимальна. При этом экспериментальные значения частоты несколько больше расчетных (не более, чем в 1,5 раза). Наблюдаемая частота меньше ионной циклотронной ω_{Hi} . Длины волн азимутальной (первая гармоника) и продольной составляющей равны $\lambda_y = 2\pi R$, $\lambda_z = 2L$; продольная фазовая скорость $v_i < \omega/k_z < v_e$ (v_e, v_i — тепловые скорости электронов и ионов). При этом $k_y/k_z \gg 1$, $k_y \rho_i < 1$ ($\sim 0,15-0,37$ при $H = 1000$ э), т. е. $\lambda_y > 2\pi \rho_i$, $\lambda_y > a$. Следует отметить, что частота электронных столкновений $\nu_{ei} > \omega$, однако $k_z \lambda_{ei} \gg 1$, так что столкновениями можно пренебречь.

Дрейфовая неустойчивость в бесстолкновительной плазме теоретически исследована Кадомцевым [18, 19] (в [19] см. стр. 277). Теория построена для плоского случая в предположении $\lambda \ll a$, $\rho_i \ll a$, $\omega < \omega_{Hi}$. Найдено, что возмущения типа $\exp[i(-\omega t + k_y y + k_z z)]$, распространяющиеся в сторону электронного ларморовского дрейфа с продольной фазовой скоростью $v_i < \omega/k_z < v_e$, при $k_y/k_z \gg 1$ неустойчивы. В рассматриваемом случае

$$\omega = \omega_* \frac{\beta_s}{1 - \beta_s}, \quad \gamma = 2\sqrt{\pi} \frac{\omega_*^2 \beta_s (1 - \beta_s)}{k_z v_e (2 - \beta_s)^2}$$

где $\beta_s = e^{-s} I_0(s)$, $s = k_y^2 \rho_i^2$, I_0 — функция Бесселя от мнимого аргумента. Когда s мало, $\omega \sim \omega_*$.

Наш случай отличается от рассмотренного теоретически тем, что плазма имеет вид цилиндра, ограниченного с торцов, кроме того, оказывается,

что возбуждаются волны с $\lambda > a$. Тем не менее, тип волн, направление распространения, частоты, фазовые скорости хорошо согласуются с теорией, что позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемая неустойчивость является дрейфовой.

Расхождение с теорией проявляется в том, что не наблюдается согласия с теоретическими оценками инкремента нарастания неустойчивости. Действительно, по [18] инкремент максимален для случая $s = 1$ ($\lambda_y = 2\pi r_i$) и падает с уменьшением s . Для наших параметров γ должен иметь величину $\sim 10^{-3} \omega_*$. Таким образом, расчетный инкремент мал по абсолютной величине и должен иметь максимум примерно в районе третьей — пятой гармоники. Однако в нашем эксперименте (а также в аналогичных экспериментах [20, 21]) максимальную амплитуду имеет первая гармоника. По-видимому, разумно предположить, что в цилиндрической системе инкремент может быть максимален для основной частоты. Как было показано, следует считать, что в нашем случае инкремент велик: $\gamma \sim \omega_*$, т. е. на несколько порядков превосходит расчетный. Этот факт в настоящее время объяснить не удастся.

При переходе из электронного слоя в ионный неустойчивость развивается в результате нарастания флуктуаций в широкой области спектра. С ростом амплитуды уровень шумов между гармониками падает и при развитой неустойчивости, когда $\tilde{n}/n \sim 1$, становится малым по сравнению с амплитудами гармоник. Корреляционный анализ показывает, что при $\tilde{n}/n \sim 1$ корреляция фаз колебаний сохраняется в течение ~ 10 периодов. Каждой частоте при этом соответствует свое волновое число. Можно назвать это состояние слабо турбулентным, основываясь на определении, приведенном выше. Следует, однако, подчеркнуть, что в теории понятие слабой и сильной турбулентности включает в себя предположение о полной хаотизации фаз колебаний. Отметим, что этому предположению противоречат результаты ряда экспериментов [1, 2, 22, 23], в которых наблюдается корреляция фаз колебаний в течение нескольких периодов. По-видимому, оно не оправдывается для длинноволновых колебаний в ограниченных системах. Вероятно, в этом случае правильнее говорить о сильно нелинейных колебаниях, чем о турбулентном состоянии.

2. Исследование диффузии показало, что коэффициент диффузии растет с ростом амплитуды колебаний пропорционально $\sim (\tilde{n}/n)^2$ и при $\tilde{n}/n \sim 1$ достигает величины $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ ($H = 1000 \text{ э}$), что на три порядка превосходит классический. Отметим, что коэффициент диффузии, на несколько порядков превосходящий классический, наблюдался в системе, аналогичной нашей, при малых плотностях плазмы [24]. К сожалению, в этом эксперименте колебания не исследовались.

При $\tilde{n}/n \sim 1$ в области магнитных полей, где не играет роли затухание неустойчивости, $D \propto H^{-2}$. В области, где существенно затухание первой гармоники, D падает значительно быстрее: $D \propto H^{-4}$. Из этого факта можно сделать вывод, что основной вклад в диффузию дает взаимодействие с первой гармоникой.

Поток плазмы поперек магнитного поля представляет собой выбросы-факелы, т. е. диффузия имеет конвективный характер. Это согласуется с теоретическими представлениями о диффузии при дрейфовой неустойчивости ([19], стр. 296, 299). Выбросы такого же типа наблюдаются также при неустойчивости сильно неоднородной плазмы [25]. Они имеют тот же характер, что и факелы, наблюдавшиеся при неустойчивостях разряда с накаливаемым катодом [26–28], одна из которых была отождествлена с дрейфово-диссипативной [28]. По-видимому, это является характерной особенностью ухода плазмы поперек магнитного поля при длинноволновых потенциальных колебаниях, распространяющихся поперек магнитного

поля. Механизмом ухода является дрейф электронов и ионов в электрическом поле волны, перпендикулярном магнитному.

Следует обратить внимание на то, что диффузия не связана с турбулентным состоянием плазмы — выбросы наблюдаются в фазе с колебаниями плотности даже в тех случаях, когда они практически когерентны (малые амплитуды), т. е. выбросы не связаны с хаотичностью колебаний.

Таким образом, прежний вывод о том, что диффузию дают шумовые колебания промежуточных между гармониками частот [6], по-видимому, несправедлив. Постановка опыта, изложенного в [6], позволяет только сделать вывод о том, что чисто синусоидальные, когерентные колебания, задаваемые генератором, не дают диффузии.

Следует отметить, что поскольку процесс ухода плазмы поперек магнитного поля не имеет хаотического характера, термин «диффузия», строго говоря, в этом случае неприменим. Коэффициент диффузии имеет чисто формальный характер и определяется как отношение среднего по времени потока к градиенту плотности.

Механизм ухода плазмы поперек магнитного поля, подобный наблюдавшемуся в нашей работе, подробно рассмотрен Ченом [29] для дрейфово-диссипативной неустойчивости.

В последние годы появился ряд работ [30, 32], в которых делается попытка оценить коэффициент диффузии по формуле Спитцера [33] на основании измерений флуктуаций плотности. Следует отметить, что при «факельном» механизме ухода плазмы такие оценки, по-видимому, несправедливы.

Выражаем благодарность А. А. Галееву, Г. М. Заславскому и В. Н. Цытовичу за полезные обсуждения, а также Э. И. Смокотину за помощь в экспериментах.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 октября 1966 г.

Примечание (28 февраля 1967 г.). Заметим, однако, что подобное поведение амплитуд гармоник при изменении магнитного поля может иметь другую трактовку. Известно, что плазма, ограниченная по длине горячим ионизатором и холодной пластинкой, движется к последней со скоростью $\sim v_i$ [34]. По-видимому, в этом случае возмущения не могут нарастать, если период их обращения по азимуту сравним со временем сноса возмущения $\tau_s \sim L/v_i$ от ионизатора к холодной пластине. В наших экспериментах оказывается, что $\tau_s \sim 2T$ ($T = 1/f$, где f — значение частоты первой гармоники, при котором происходит ее затухание). Таким образом, граница затухания колебаний по магнитному полю может определяться как описанным выше эффектом, так и затуханием Ландау.

Литература

- [1] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов. ЖТФ, 37, 1967, в печати.
- [2] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов, Ю. И. Эйфельман. ЖЭТФ, 52, 387, 1967.
- [3] Н. С. Бучельникова. Ядерный синтез, 4, 165, 1964.
- [4] Н. С. Бучельникова. Теплофизика высоких температур, 2, 309, 1964.
- [5] Н. С. Бучельникова. Ядерный синтез, 6, 122, 1966.
- [6] Н. С. Бучельникова. Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
- [7] А. В. Недоспасов, С. С. Соболев. Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
- [8] Б. С. Синицын. Автоматические корреляторы, Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
- [9] H. Lashinsky. Труды II Международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза, Вена, 1, 1966, стр. 499. F. F. Chen. Phys. Fluids., 8, 752, 1965.
- [10] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1953.

- [11] Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, В. П. Силин. Радиофизика, 5, 1093, 1962.
- [12] S. Ichimaru, D. Pines, N. Rostoker. Phys. Rev. Lett., 8, 231, 1962.
- [13] И. А. Ахизер. ЖЭТФ, 42, 584, 1962; Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 2. Изд. АН УССР, 1963, стр. 28.
- [14] В. В. Kadomtzev. Plasma Physics, Intern. Atomic Energy Agency, Vienna, 1965, стр. 543.
- [15] H. Lashinsky. Phys. Rev. Lett., 13, 47, 1964.
- [16] D. Bohm, E. Burhop et al. В сб. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, ed. by A. Guthrie, R. K. Wakerling, McGraw-Hill Book Company, New York, 1949, ch. 2, sec. 5.
- [17] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов, Ю. И. Эйдельман. Ядерный синтез, 6, 256, 1966.
- [18] Б. Б. Кадомцев, А. В. Тимофеев, ДАН, СССР, 146, 581, 1962.
- [19] Б. Б. Кадомцев. В сб. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 4, Атомиздат, 1964.
- [20] N. D'Angelo, R. W. Motley. Phys. Fluids, 6, 422, 1963.
- [21] H. Lashinsky. Phys. Rev. Lett., 12, 121, 1964.
- [22] А. К. Березин, Я. Б. Файнберг, Л. И. Болотин, Г. П. Березина, И. А. Безъязычный, Ю. М. Ляпкало, Е. В. Лифшиц. Труды II Международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза, Вена, 1, 1966, стр. 515.
- [23] А. В. Недоспасов, С. С. Соболев. ЖТФ, 36, 1758, 1966.
- [24] B. J. Eastlund. Phys. Fluids, 9, 594, 1966.
- [25] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов. ЖТФ, 37, 1967, в печати.
- [26] М. А. Власов, Е. И. Доброхотов, А. В. Жаринов. Ядерный синтез, 6, 24, 1966.
- [27] М. А. Власов. ЖЭТФ, Письма, 2, 274, 1965.
- [28] М. А. Власов, ЖЭТФ, Письма, 2, 297, 1965.
- [29] F. F. Chen. Phys. Fluids, 8, 912, 1965.
- [30] S. Ichimaru. J. Phys. Soc. Japan, 19, 1207, 1964.
- [31] J. Weinstock. Phys. Fluids, 8, 479, 1965.
- [32] T. Tsukishima, C. K. McLane. Phys. Rev. Lett., 17, 900, 1966.
- [33] L. Spitzer. Phys. Fluids, 3, 659, 1960.
- [34] A. Y. Wong, R. W. Motley, N. D'Angelo. Phys. Rev., 133, A436, 1964.

INVESTIGATION OF THE TURBULENT STATE OF A PLASMA DURING DRIFT INSTABILITY

N. S. Buchelnikova, R. A. Salimova, Yu. I. Eidelman

The plasma state and diffusion during drift instability in a potassium plasma are investigated for large oscillation amplitudes: $\bar{n}/n \sim 1$. The plasma is found to be turbulent, but complete randomization of the oscillation phases is not observed. The time of maintenance of phase correlation is of the order of ~ 10 oscillation periods. The diffusion coefficient grows with growth of the oscillation amplitude and reaches $D \sim 10^3$ cm²/sec for $\bar{n}/n \sim 1$ and $H \sim 1000$ Oe which exceeds the classical coefficient by three orders of magnitude.