

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

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

Исследовано состояние плазмы и диффузия поперек магнитного поля при ионно-звуковой неустойчивости, возбуждаемой током. Найдено, что амплитуда колебаний плотности сравнима с самой плотностью ($\tilde{n}/n \sim 1$). Состояние плазмы является турбулентным, причем корреляция фаз колебаний сохраняется в течение ~ 10 — 15 периодов. Коэффициент диффузии резко возрастает при возбуждении неустойчивости. При амплитудах $\tilde{n}/n \sim 1$ коэффициент диффузии обратно пропорционален магнитному полю и при $H = 1000$ э составляет $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3$ см²/сек, т. е. близок к боровскому — $2,2 \cdot 10^3$ см²/сек.

Как было показано ранее [1–3], в неоднородной по плотности калиевой плазме в отсутствие тока наблюдается дрейфовая неустойчивость. При ее развитии существенную роль играет характер слоя у поверхности ионизатора. Неустойчивость наблюдается только в случае ионного слоя. В случае электронного слоя азимутальные возмущения, по-видимому, компенсируются за счет эффекта типа эффекта Саймоновского [3] и неустойчивость не развивается.

Неустойчивость, возбуждающаяся при протекании тока в случае ионного слоя, описана ранее [4]. Оказалось, что в этом случае сохраняется дрейфовая ветвь колебаний и при некоторой критической скорости электронов относительно ионов ($U_c \sim 2 \cdot 10^6$ см/сек) появляется новая ионно-звуковая ветвь, для которой частота колебаний не зависит от магнитного поля и меняется обратно пропорционально длине системы, а фазовая скорость практически совпадает со скоростью ионного звука. В случае электронного слоя, когда дрейфовой неустойчивости нет, возбуждается только ионно-звуковая ветвь.

Целью настоящей работы явилось исследование состояния плазмы и диффузии поперек магнитного поля при ионно-звуковой неустойчивости.

Для описания состояния плазмы следует использовать пространственно-временную корреляционную функцию $\langle \varphi(\mathbf{r}, t) \varphi(0, 0) \rangle$, связанную с применяемой в теории функцией спектральной плотности $I_{\mathbf{k}\omega}$ соотношением [5]

$$\langle \varphi(\mathbf{r}, t) \varphi(0, 0) \rangle = \iint e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} I_{\mathbf{k}\omega} d\mathbf{k} d\omega.$$

Для определения пространственно-временной корреляционной функции может быть использована временная корреляционная функция, измеренная в разных точках пространства. Нормированная корреляционная функция $\rho(\tau)$ имеет вид [6, 7]

$$\rho(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \vartheta(t + \tau) dt / \bar{u}^2 \bar{\vartheta}^2,$$

где $u(t)$, $\vartheta(t)$ — исследуемые случайные сигналы, например, колебания потенциала или плотности, измеренные зондом; черта означает усреднение по интервалу времени $T \rightarrow \infty$.

Экспериментальное измерение $\rho(\tau)$ сопряжено с большими техническими трудностями; достаточно просто можно измерить полярную корреляционную функцию $R(\tau)$ [8], при определении которой вместо самих функций $u(t)$, $\vartheta(t)$ используются только их знаки:

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \text{sign } u(t) \text{sign } \vartheta(t + \tau) dt,$$

где

$$\text{sign } x \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ -1 & \text{при } x < 0. \end{cases}$$

Для нормального распределения амплитуд исследуемых сигналов $R(\tau)$ связана с $\rho(\tau)$ соотношением

$$R(\tau) = 2\pi^{-1} \arcsin \rho(\tau).$$

Практически равноценна полярной знаковая корреляционная функция $F(\tau)$, определяемая как

$$F(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \theta[u(t)] \theta[\vartheta(t + \tau)] dt,$$

где

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases}$$

Знаковая функция связана с $\rho(\tau)$ и $R(\tau)$ соотношениями [7]

$$\rho(\tau) = -\cos 2\pi F(\tau), \quad R(\tau) = 4F(\tau) - 1.$$

Как будет показано ниже, для получения качественных результатов измерение корреляционных функций можно заменить качественным корреляционным анализом [2, 9].

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. Вследствие этого каждой частоте соответствует свое волновое число (функция спектральной плотности имеет δ -образный характер), а «время жизни» волновых пакетов [9] (время между существенными изменениями фазы) велико по сравнению с периодом колебаний. Таким образом, корреляция фаз колебаний 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» функции спектральной плотности («расплывание по k »), 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.

В настоящей работе исследовано состояние плазмы и диффузия при ионно-звуковой неустойчивости в случае, когда амплитуды колебаний велики: $\tilde{n}/n \sim 1$ (n , \tilde{n} — плотность плазмы и ее переменная составляющая). Проведен качественный корреляционный анализ, измерена временная корреляционная функция (знаковая); найдено, что состояние плазмы

является турбулентным, причем корреляция фаз колебаний сохраняется в течение $\sim 10-15$ периодов. Показано, что коэффициент диффузии поперек магнитного поля резко возрастает при возбуждении неустойчивости и при $\tilde{n}/n \sim 1$ достигает величины $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ ($H = 1000 \text{ э}$), что на два—три порядка превосходит классический. Коэффициент диффузии обратно пропорционален магнитному полю и по абсолютной величине близок к боровскому. Отметим, что возрастание диффузии при возбуждении токовой неустойчивости в щелочной плазме наблюдалось и ранее [10, 11].

Описание установки. Методики

Эксперименты проводились на установке [12], схема которой приведена на рис. 1. Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине (ионизаторе) радиусом $R = 2 \text{ см}$, нагретой до температуры $\sim 2000^\circ \text{ К}$. Вторая пластина (электрод), расположенная на

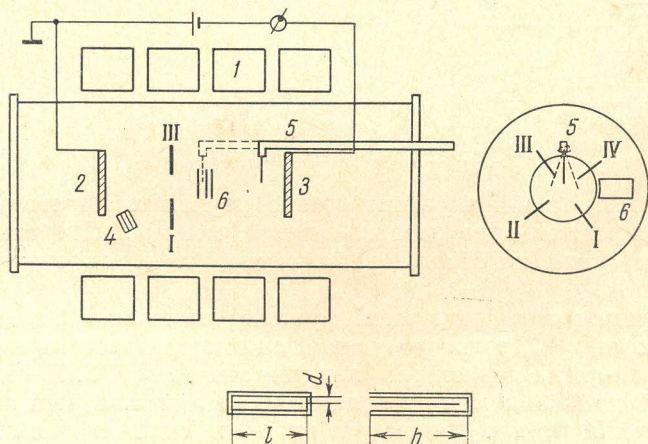


Рис. 1. Схема установки: 1 — катушки магнитного поля, 2 — ионизатор, 3 — электрод, 4 — напылитель, 5 — подвижный зонд, 6 — измеритель диффузии (см. разрез внизу): $l = 28 \text{ мм}$, $d = 1,5 \text{ мм}$, $h = 40 \text{ мм}$; I—IV — азимутальные зонды

расстоянии $L = 36 \text{ см}$ от первой, не нагревается. Магнитное поле, направленное вдоль оси системы, меняется в пределах $600-3500 \text{ э}$. Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу; эксперименты проводились при плотности $10^9-10^{10} \text{ см}^{-3}$ и остаточном давлении $(2-8) \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$, так что плазма является сильноионизованной и бесстолкновительной. Плотность плазмы и амплитуда колебаний плотности измерялись ленгмюровским зондом соответственно по постоянной и переменной составляющим ионного тока насыщения [13]. Зонд может перемещаться по оси камеры и по радиусу.

Спектр колебаний исследовался с помощью избирательного указателя уровня ИУУ-300 (полоса пропускания $\sim 1 \text{ кгц}$) и анализатора гармоник С5-3 (полоса пропускания $\sim 200 \text{ гц}$). Отметим, что оба прибора имеют на выходе квадратичный детектор и таким образом позволяют измерять эффективную амплитуду, т. е. снимать спектр мощности, характеризующий шумовые колебания.

Для исследования состояния плазмы проводился качественный корреляционный анализ, заключающийся в том, что полный сигнал с зонда или

сигнал на заданной частоте подавался на осциллограф в режиме многократного запуска [2, 9]. Для выделения сигнала использовался селективный усилитель В6-2 с полосой пропускания $\sim 20\%$ от измеряемой частоты. В случае регулярных (когерентных) колебаний на экране осциллографа должна наблюдаться четкая картина, а в случае шумовых — размытая. Для слаботурбулентного состояния картина должна быть одинаковой в течение многих периодов колебаний, а для сильнотурбулентного должна

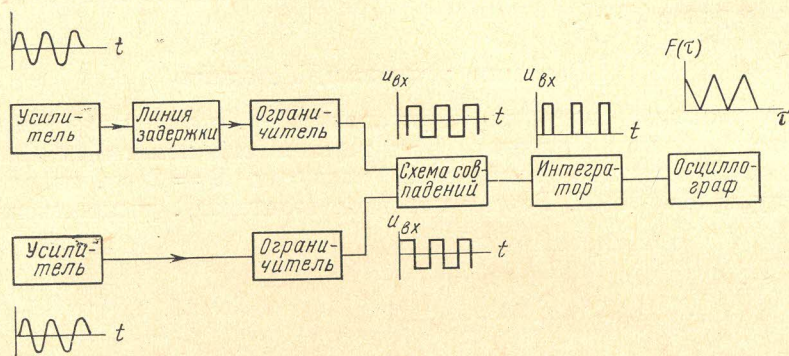


Рис. 2. Блок-схема коррелографа

становиться хаотической через несколько периодов. Подавая сигнал на осциллограф в режиме однократного запуска, можно наблюдать изменения амплитуды и фазы колебаний во времени, т. е. определять «время жизни».

Для измерения корреляционной функции использовался автоматический коррелограф [14], регистрирующий знаковую корреляционную функцию $F(\tau)$. Блок-схема коррелографа приведена на рис. 2. Время задержки меняется от 0 до 1500 мксек ступенями по 20 мксек. Время интегрирования составляет 500 мсек. Амплитуда входного сигнала должна лежать в пределах 5—300 мв.

Коэффициент диффузии поперек магнитного поля определялся по поперечному потоку плазмы [13]. Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины, между которыми приложен потенциал (рис. 1). Электрическое поле направлено вдоль магнитного, величина его достаточна для полного разделения зарядов, так что ток в цепи пластин определяется потоком плазмы $(nv)_r$. Зная радиальный градиент плотности, легко найти коэффициент диффузии $D = (nv)_r (dn/dr)^{-1}$. Отметим, что при работе с измерителем следует тщательно проверять отсутствие паразитных потоков, связанных с возможным перекосом измерителя относительно силовых линий магнитного поля.

Коэффициент диффузии оценивался также по продольному градиенту плотности (этот метод был использован также А. Ивановым, Э. Рахимбаевым и В. Русановым). Будем считать, что продольная скорость дрейфа плазмы постоянна по сечению плазменного столба на любом z и равна тепловой скорости ионов [15]. Тогда, предполагая, что $n(r)$ одинаково на разных z и пренебрегая рекомбинацией, из уравнения непрерывности имеем

$$(n_{z_1} - n_{z_2}) v_{Ti} S_{\perp \text{эфф}} = j_{\perp} S_{\parallel}$$

Здесь n_{z_1}, n_{z_2} — плотность в точках z_1 и z_2 , так что

$$n_{z_1} - n_{z_2} = \frac{dn}{dz} \Delta z; \quad S_{\perp \text{эфф}} = \alpha R^2,$$

где $\alpha < 1$ — коэффициент, учитывающий радиальное распределение плотности; $j_{\perp} = D_{\perp} dn/dr$ — плотность потока поперек магнитного поля; $S_{\parallel} = 2\pi R \Delta z$. Таким образом,

$$D_{\perp} = \frac{\alpha R}{2} v_{Ti} \frac{dn/dz}{dn/dr}.$$

Результаты эксперимента

Как уже говорилось, эксперименты проводились при наличии электронного слоя у поверхности ионизатора. При этом в отсутствие тока в спектре не наблюдается выделенных частот, амплитуда колебаний плотности, измеренная с помощью широкополосного усилителя («полный сигнал»), составляет $(\tilde{n}/n)_{\text{эфф}} \sim 10^{-3}$.

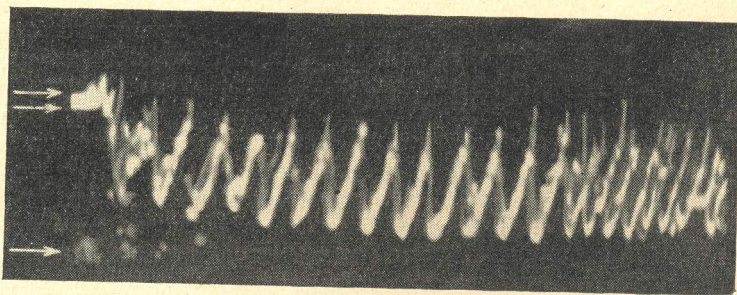


Рис. 3. Развитие неустойчивости. Одной стрелкой указан нулевой, а двумя — невозмущенный уровни плотности. $H = 1000$ э, $f = 5$ кГц

При пропускании тока, когда скорость электронов относительно ионов достигает критической величины $U_c \sim 2 \cdot 10^6$ см/сек, возбуждаются ионно-звуковые колебания. В этом случае U_c практически та же, что и в случае ионного слоя. При переходе от ионного слоя к электронному при возбужденной неустойчивости дрейфовая ветвь исчезает, а ионно-звуковая остается неизменной, причем конечное состояние совпадает с полученным при пропускании тока в случае электронного слоя. Таким образом, результаты исследования ионно-звуковых колебаний [4] приложимы к случаю электронного слоя. Так, можно утверждать, что вдоль оси системы устанавливается стоячая волна, причем для первой гармоники $\lambda \sim L$, для второй $1/2 L$ и т. д., а фазовая скорость практически совпадает со скоростью ионного звука. Азимутальной составляющей в этом случае нет.

Возбуждение неустойчивости носит «жесткий» характер, т. е. при достижении U_c амплитуда нарастает скачком. Характерная осциллограмма, показывающая развитие неустойчивости, представлена на рис. 3 (между электродами приложено линейно нарастающее напряжение). Видно, что амплитуда колебаний нарастает до максимального значения за 5—6 периодов, откуда можно сделать вывод, что инкремент нарастания неустойчивости велик (сравним с частотой).

Типичный спектр колебаний приведен на рис. 4. Видно, что амплитуда первой гармоники $(\tilde{n}/n)_{\text{эфф}} \sim 0,25$. Как было показано в [4], для ионно-звуковых колебаний выполняется соотношение $\tilde{n}/n \approx e\phi/T$. Полная

эффективная амплитуда колебаний плотности составляет $(\tilde{n}/n)_{\text{эфф}} \sim 0,5-0,6$.

На рис. 5 представлена осциллограмма колебаний плотности и указано положение луча, соответствующее нулевой плотности. Четко видно, что плотность падает практически до нуля, т. е. полная амплитуда достигает величины $\tilde{n}/n \sim 1$. Осциллограмма рис. 5 получена в режиме многократного запуска. Видно, что колебания носят шумовой характер. По осциллограммам такого типа найдено, что хаотизация фаз колебаний происходит примерно через 10 периодов.

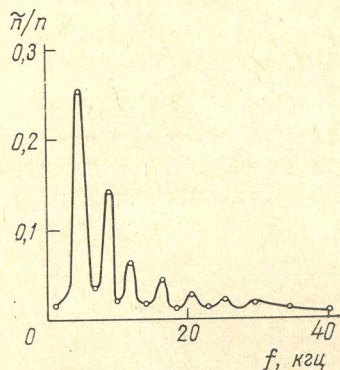


Рис. 4. Спектр колебаний: $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $H = 1000 \text{ э}$, порога пропускания $0,2 \text{ кгц}$

На рис. 6 представлена осциллограмма, полученная в режиме однократного запуска. Видны случаи резкого изменения фазы. «Время жизни» составляет ~ 15 периодов.

На рис. 7 представлена автокорреляционная функция (АКФ) колебаний плотности, снятая с осциллографа на кальку. Для сравнения приведена АКФ синусоидального сигнала с генератора. Шкала АКФ по оси ординат задана по амплитуде АКФ синусоидального сигнала. Видно, что амплитуда АКФ падает, что указывает на хаотизацию фаз колебаний. К сожалению, параметры использованного прибора не позволяют наблюдать корреляционную функцию за достаточно

большой промежуток времени. Время потери корреляции было оценено линейной экстраполяцией к значению амплитуды АКФ, примерно в 10 раз меньшему начального. В согласии с предыдущими результатами оно оказалось равным ~ 10 периодам.

Поскольку колебания — длинноволновые ($\lambda \sim L$), вряд ли можно ожидать изменения корреляционной функции при изменении расстояния

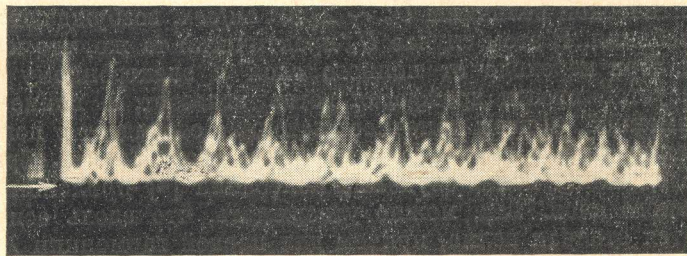


Рис. 5. Осциллограмма колебаний плотности при многократном запуске. Стрелкой указан нулевой уровень плотности, $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $H = 1000 \text{ э}$, длительность развертки 200 мксек/см

между зондами. Действительно, корреляционная функция, измеренная на оси при расстояниях от нуля (АКФ) до 12 см практически одинакова. Отметим, что и корреляционная функция и многократная развертка регистрируют и изменения фазы (в том числе малые) и «расплывание по k », а «время жизни» характеризует только сбой фазы. Близость времени потери корреляции из корреляционной функции и «времени жизни»

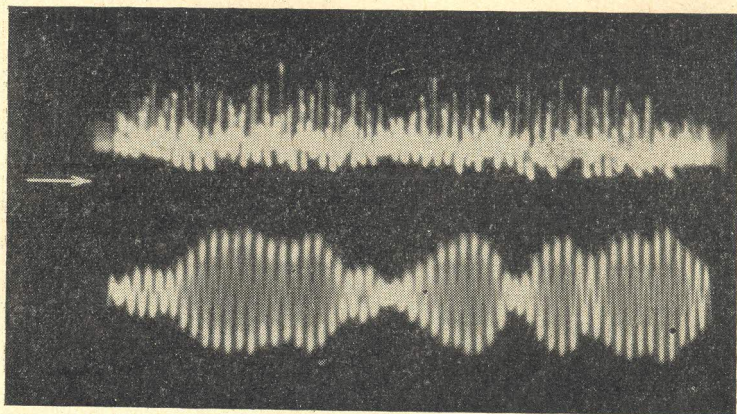


Рис. 6. Оциллограмма колебаний плотности при однократном запуске. Верхняя кривая — «полный сигнал» (стрелкой указан нулевой уровень плотности); нижняя кривая — $f = 5$ кГц (первая гармоника), $n = 3 \cdot 10^9$ см⁻³, $H = 1000$ э, длительность развертки 1 мсек/см

говорит о том, что «расплывания по k » практически нет. Таким образом, можно утверждать, что состояние плазмы является слаботурбулентным, причем корреляция фаз колебаний сохраняется в течение 10—15 периодов.

Как уже говорилось, в отсутствие неустойчивости $(\tilde{n}/n)_{эфф} \sim 10^{-3}$. При этом коэффициент диффузии, определенный по потоку измерителя, достигает величины ~ 20 см²/сек при $H = 1000$ э. Поскольку классический коэффициент для этого случая лежит в пределах $\sim (1-10)$ см²/сек, по-видимому, можно утверждать, что найденная величина определяется паразитным потоком, т. е. дает нижний предел измерения коэффициента диффузии.

При возбуждении неустойчивости одновременно с ростом амплитуды резко возрастает коэффициент диффузии. При этом падает плотность на оси и возрастает поток на измеритель. Рис. 8 показывает, что при возбуждении неустойчивости плазма выносится наружу. Действительно, на оси плазменного столба колебания приводят к уменьшению плотности, в то время как на $r = 10$ мм и особенно на $r = 25$ мм (за краем столба) выбросы плотности значительно превышают ее невозмущенный уровень. При этом отсутствует сдвиг фаз выбросов на азимутальных зондах и измерителях диффузии, расположенных под углом 180° друг относительно друга, т. е. поток симметричен по азимуту. Не наблюдается сдвига фаз выбросов и на различных расстояниях по оси. На рис. 9 видно, что ток измерителя также имеет вид выбросов, скоррелированных с максимумами плотности на зонде ($r \sim 15$ мм).

При амплитуде колебаний на оси $\tilde{n}/n \sim 1$ коэффициент диффузии, определенный измерителем, при $H = 1000$ э составляет $(1,5 \pm 0,3)$.

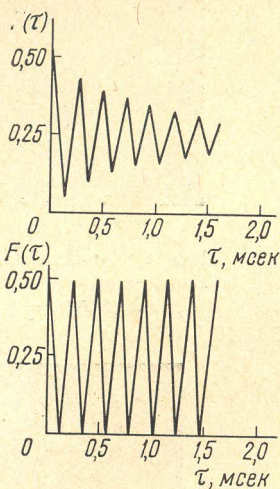


Рис. 7. Автокорреляционная функция. Верхняя кривая — «полный сигнал», нижняя кривая — синусоидальный сигнал; $n = 5 \cdot 10^9$ см⁻³, $H = 1000$ э

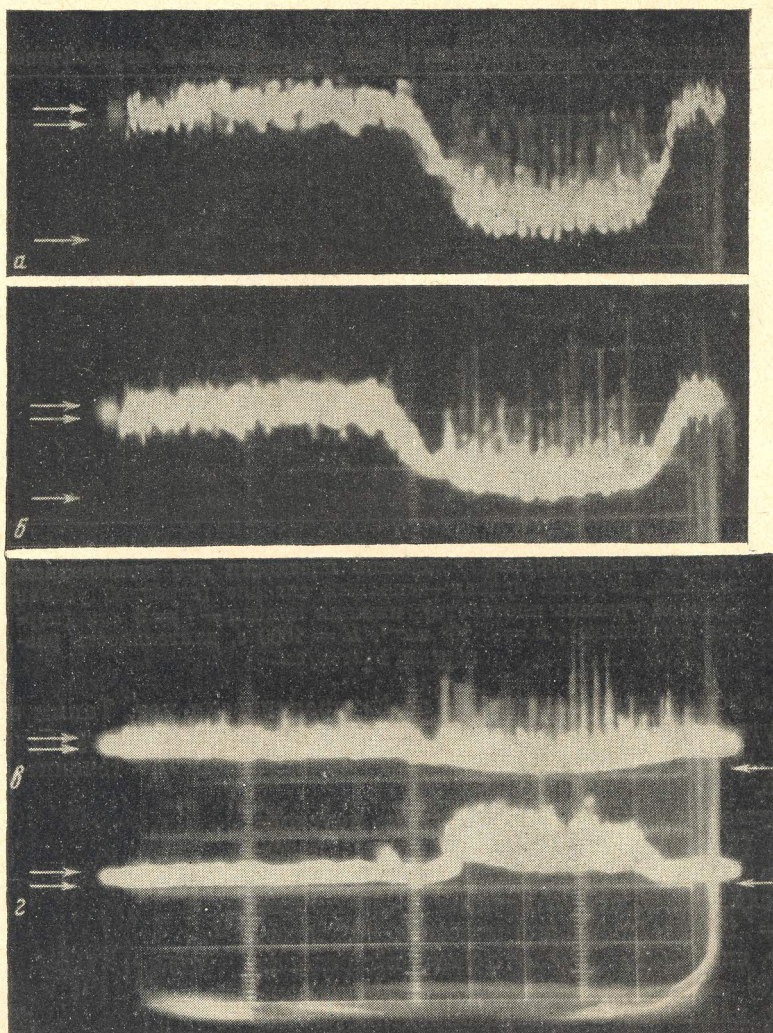


Рис. 8. Колебания плотности: $a - r = 0$; $б - r = 10$ мм; $в - r = 25$ мм; $з$ — ток измерителя диффузии. Одной стрелкой указаны нулевые, а двумя — невозмущенные уровни плотности; $H = 1000$ э

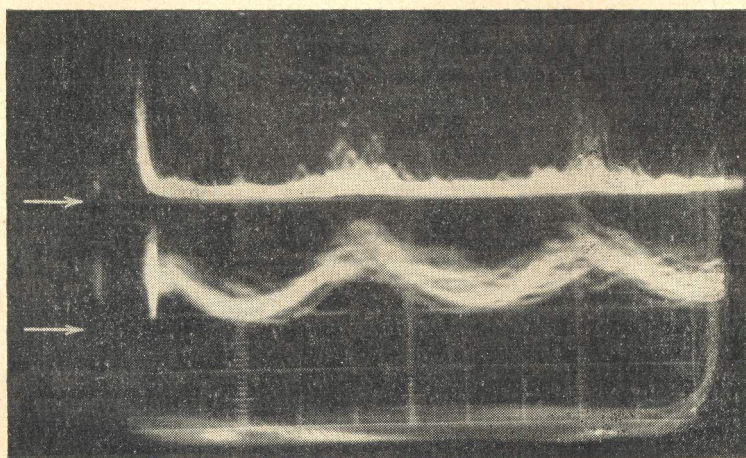


Рис. 9. «Полный сигнал» (нижняя кривая) и ток измерителя диффузии. Стрелками указаны нулевые уровни плотности и тока измерителя, $H = 1000$ э

$\cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$, т. е. близок к боровскому [16]: $D_B = \frac{1}{16} c T_e / e H = 2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ (при $T_e = 0,35 \text{ эв}$ [4]). Из рис. 10 видно, что коэффициент диффузии обратно пропорционален магнитному полю.

Оценка коэффициента диффузии по продольному градиенту при $H = 1000 \text{ э}$ дает величину того же порядка — $D \sim (4 \pm 0,8) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$. При этом можно ожидать, что значения D в этом случае будут завышены, так как величина градиента может существенно зависеть от поверхностной рекомбинации. Действительно, измерения, выполненные с помощью подвижного зонда в отсутствие всех остальных измерительных элементов, дают меньшую величину $D \sim (3 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$. Таким образом, согласие результатов можно считать удовлетворительным.

Выражаем благодарность А. Б. Михайловскому, С. С. Моисееву за полезные обсуждения, Э. М. Смокотину и И. А. Богащенко за помощь в проведении экспериментов.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 августа 1966 г.

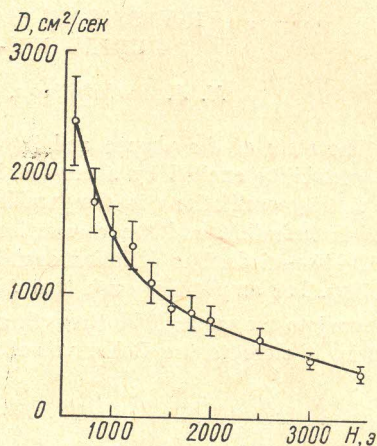


Рис. 10. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля

Литература

- [1] Н. С. Бучельникова. Ядерный синтез, 4, 165, 1964.
- [2] Н. С. Бучельникова. Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
- [3] H. Lashinsky. Phys. Rev. Lett., 12, 421, 1964.
- [4] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов, Ю. И. Эйдельман. Ядерный синтез, 6, 256, 1966.
- [5] В. В. Кадоптсев. Plasma Physics, Vienna, 1965, стр. 543.
- [6] Ф. Ланге. Корреляционная электроника, Судпромгиз, Ленинград, 1963.
- [7] Б. С. Синицын. Автоматические корреляторы, Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
- [8] В. Р. Weltman, J. Kwakernaak. Regelungstechnik, 9, 41, 1961.
- [9] Н. С. Бучельникова, Р. А. Салимов. Неустойчивость сильнонеоднородной плазмы, Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1966.
- [10] N. Rynn. Phys. Fluids, 5, 635, 1962.
- [11] N. Rynn. Phys. Fluids, 7, 284, 1084, 1964.
- [12] Н. С. Бучельникова. Теплофизика высоких температур, 2, 309, 1964.
- [13] Н. С. Бучельникова. Ядерный синтез, 6, 122, 1966.
- [14] А. В. Недоспасов, С. С. Соболев. Доклад на VII Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
- [15] A. Y. Wong, R. W. Motley, N. D'Angelo. Phys. Rev., 133, 2A, 436, 1964.
- [16] D. Bohm. The Characteristics of Electr. Discharges in Magnetic Fields, McGraw — Hill Book Company, ed. by A. Guthrie, R. K. Wakerling, New York, 1949, ch. 2, sec. 5.

**INVESTIGATION OF A TURBULENT PLASMA
DURING ION-ACOUSTIC INSTABILITY***N. S. Buchelnikova, R. A. Salimov, Yu. I. Eidelman*

The state of the plasma and its diffusion across a magnetic field during ion-acoustic instability excited by a current is investigated. It is found that the amplitude of the density oscillations is comparable with the density itself ($\tilde{n}/n \sim 1$). The plasma state is turbulent and the correlation of the oscillation phases is maintained during ~ 10 – 15 periods. The diffusion coefficient sharply increases during excitation of the instability. For amplitudes such that $\tilde{n}/n \sim 1$ the diffusion coefficient is inversely proportional to magnetic field strength and for $H = 1000$ Oe it is $(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^3$ cm²/sec, that is, it close to the Bohm value, $2.2 \cdot 10^3$ cm²/sec.
