

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

**Исследование турбулентной плазмы при
ионно-звуковой неустойчивости**

А Н Н О Т А Ц И Я

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 $\sim 10-15$ периодов. Коэффициент диффузии резко возрастает при возбуждении неустойчивости. При амплитудах $\tilde{n}/n \sim 1$ коэффициент диффузии обратно-пропорционален магнитному полю и при $H = 1000$ эрст составляет $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, т.е. близок к Бомовскому $\sim 2,2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$.

В В Е Д Е Н И Е

Как было показано ранее /1-3/, в неоднородной по плотности катодной 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 Саймоновского /3/ и неустойчивость не развивается.

Неустойчивость, возбуждающаяся при протекании тока в случае ионного слоя, описана в работе /4/. Оказалось, что в этом случае сохраняется дрейфовая ветка и при некоторой критической скорости электронов относительно ионов ($U_c \sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$) появляется новая ионно-звуковая ветка, 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 ветка /5/.

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 $\langle \varphi(\vec{r}, t) \varphi(0, 0) \rangle$, связанную с применяемой в теории функцией спектральной плотности $I_{\vec{r}\omega}$ соотношением /6/

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

Для определения пространственно-временной корреляционной функции может быть использована временная корреляционная функция, измеренная в разных точках пространства. Нормированная корреляционная функция $\rho(\tau)$ имеет вид /7,8/

$$\rho(\tau) = \frac{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) v(t+\tau) dt}{\sqrt{\left(\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt \right) \left(\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v^2(t) dt \right)}}$$

где $u(t), v(t)$ - исследуемые случайные сигналы, например колебания потенциала или плотности, измеренные зондом.

Экспериментальное измерение $\rho(\tau)$ сопряжено с большими техническими трудностями; достаточно просто можно измерить полярную корреляционную функцию $R(\tau)$ /9/, при определении которой вместо самих функций используются только их знаки:

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

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

$$R(\tau) = \frac{2}{\pi} \arcsin \rho(\tau).$$

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

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

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 /8/

$$\rho(\tau) = -\cos 2\pi F(\tau),$$

$$R(\tau) = 4F(\tau) - 1.$$

Как будет показано ниже, для получения качественных результатов измерение корреляционных функций можно заменить качественным корреляционным анализом /2,10/.

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 /10/ (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 водн, "время жизни" уменьшается, становясь сравнимым с периодом колебаний, происходит "расплывание" функции спектральной плотности ("расплывание по \vec{k} "), т.е. каждому ω теперь соответствует набор \vec{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 ~ 10 периодов.

Показано, что коэффициент диффузии поперек магнитного поля резко возрастает при возбуждении неустойчивости и при $\tilde{n}/n \sim 1$ достигает величины $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ($H = 1000$ эрст), что на 2-3 порядка превосходит классический. Коэффициент диффузии обратно пропорционален магнитному полю и по абсолютной величине близок к Бо-мовскому. Отметим, что возрастание диффузии при возбуждении токовой неустойчивости в щелочной плазме наблюдалось и ранее /11,12/.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ. МЕТОДИКИ.

Эксперименты проводились на установке /13/, схема которой приведена на рис.1.

Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовой пластине (ионизаторе) радиусом $R = 2$ см, нагретой до температуры ~ 2000 °К. Вторая пластина (электрод), расположенная на расстоянии $L = 36$ см от первой, не нагревается. Магнитное поле,

направленное вдоль оси системы, меняется в пределах 600-3500 эрст.

Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу эксперименты проводились при плотности $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и остаточном давлении $(2-8) \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст., так что плазма является сильноионизованной и бесстолкновительной.

Плотность плазмы и амплитуда колебаний плотности измерялись лэнгмюровским зондом по постоянной и переменной составляющей ионного тока насыщения соответственно /14,15/. Зонд может перемещаться по оси камеры и по радиусу.

Спектр колебаний исследовался с помощью избирательного указателя уровня ИУУ-300 (полоса пропускания ~ 1 кГц) и анализатора гармоник С5-3 (полоса пропускания ~ 200 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 /2,10/. 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 слабо-турбулентного состояния картина должна быть одинаковой в течение многих периодов колебаний, а для сильно-турбулентного должна 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 /15/, регистрирующий знаковую корреляционную функцию $F(\tau)$. Блок-схема коррелографа приведена на рис.2. Время задержки меняется от 0 до 1250 мксек ступенями по 12,5 мксек. Время интегрирования составляет 500 мсек. Амплитуда входного сигнала должна лежать в пределах 5-300 мв.

Коэффициент диффузии поперек магнитного поля определяется по поперечному потоку плазмы /1"/. 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 электронов и ионов, так что ток в цепи пластин определяется потоком плазмы $(nV)_r$. Зная радиальный градиент плотности, легко найти коэффициент диффузии $D = (nV)_r / \frac{dn}{dr}$. Отметим, что при работе с измерителем следует тщательно проверять отсутствие паразитных потоков, связанных с возможным переносом измерителя относительно силовых линий магнитного поля.

Коэффициент диффузии оценивался также по продольному градиенту плотности. Будем считать, что продольная скорость дрейфа плазмы постоянная по сечению плазменного столба на любом z и равна тепловой скорости ионов /16/. Тогда, предполагая, что $n(r)$ одинаково на разных z и пренебрегая рекомбинацией, из уравнения непрерывности имеем

$$(n_{z_1} - n_{z_2}) V_T = j_{\perp} S_n,$$

где n_{z_1}, n_{z_2} - плотность в точках z_1 и z_2 , так что

$$n_{z_1} - n_{z_2} = \frac{dn}{dz} \Delta z;$$

$$S_n = \alpha \pi R^2,$$

где $\alpha < 1$ - коэффициент, учитывающий радиальное распределение плотности;

$$j_{\perp} = D_{\perp} \frac{dn}{dr} - \text{плотность потока поперек магнитного поля; } S_n = 2\pi R \Delta z$$

Таким образом,

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

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как уже говорилось, эксперименты проводились при наличии электронного слоя у поверхности ионизатора. В отсутствие тока при этом

в спектре не наблюдается выделенных частот, амплитуда колебаний плотности, измеренная с помощью широкополосного усилителя ("полный сигнал"), составляет $(\tilde{n}/n)_{\text{эфф}} \sim 10^{-3}$.

При пропускании тока, когда скорость электронов относительно ионов достигает критической величины $U_c \sim 2 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ 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 ветка 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 /5/, т.е. при достижении U_c амплитуда нарастает скачком. Характерная осциллограмма, показывающая развитие неустойчивости, представлена на рис.3 (между электродами приложено пилообразное 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 $\frac{\tilde{n}}{n} \sim \frac{eV}{T}$. 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, причем хаотизация фаз

колебаний происходит через ~ 10 периодов.

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 \sim 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 между зондами. Действительно, корреляционная функция, измеренная на оси при расстояниях от 0 (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 $\tilde{\kappa}$ ", а "время жизни" характеризует только собой фазы. Близость времени потери корреляции из корреляционной функции и "времени жизни" говорит о том, что "расплывания по $\tilde{\kappa}$ " 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 $(\tilde{n}/n)_{\text{эфф}} \sim 10^{-3}$. При этом коэффициент диффузии, определенный по потоку измерителя, достигает величины $\sim 20 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ при $I = 1000$ эрст. Поскольку классический коэффициент для этого случая лежит в пределах $\sim (1-10) \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, 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 $r = 25$ 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. Из 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 $H = 1000$ эрст составляет $(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, т.е. близок к Бомовскому $D_B = \frac{1}{16} \frac{cT_e}{eH} = 2,2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (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 $H = 1000$ эрст дает величину того же порядка: $D \sim (4 \pm 0,8) 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. При этом можно ожидать, что значения D в этом случае будут завышены, так как величина градиента может существенно зависеть от поверхностной рекомбинации на зондах I-IV и измерителях. Таким образом, согласие результатов можно считать удовлетворительным.

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

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова. Ядерный синтез, 4, 165, 1964.
2. Н.С.Бучельникова. Доклад на УП международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
3. H. Lashinsky. Phys. Rev. Let. 12, 121, 1964.
Доклад на II-й международной конференции по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза. Калэм, 1965.
4. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. Ядерный синтез. "Исследование токовой неустойчивости в неоднородной плазме", препринт ИЯФ СО АН СССР, 1965.
5. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖТФ. "Возбуждение ионно-звуковой неустойчивости в неоднородной плазме", препринт ИЯФ СО АН СССР, 1966.
6. Б.Б.Кадоцев. "Plasma Physics", стр.стр.543, Vienna, 1965.
7. Ф.Ланге. "Корреляционная электроника", Ленинград, 1963.
8. Б.С.Синицын. "Автоматические корреляторы", Новосибирск, 1964.
9. B. P. Weltman, J. Kwakernak. Regelungstechnik Ng 11, 1964.
10. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, ЖТФ. "Неустойчивость сильнонеоднородной плазмы". Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1966.
11. N. Rynn. Phys. Fluids 5, 635, 1962.
12. N. Rynn. Phys. Fluids 7, 284, 1084, 1964.
13. Н.С.Бучельникова. Теплофизика высоких температур, 2, 309, 1964.
14. Н.С.Бучельникова, Яд.синтез, 2, 1966.
15. А.В.Недоспасов, С.С.Соболев, ПТЭ, 1966. Доклад на УП международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Белград, 1965.
16. A. Y. Wong, R. W. Motley, N. D'Angelo. Phys. Rev. 133, 2A, 436, 1964.
17. Bohm D., Burhop E. et al. "The Characteristics of Electz. Discharges in Magn. Fields", Guthrie A., Wakez ling R. K, New York, 1949.

Подписи к рисункам

Рис.1. а) Схема установки

1 - катушки магнитного поля; 2 - ионизатор; 3 - электрод; 4 - напылитель; 5 - подвижный зонд; 6 - измеритель диффузии; I-IV - азимутальные зонды.

б) Измеритель диффузии

$$l = 28 \text{ мм}, \quad d = 1,5 \text{ мм}, \quad h = 40 \text{ мм}.$$

Рис.2. Блок-схема коррелографа.

Рис.3. Развитие неустойчивости

$$H = 1000 \text{ эрст}; \quad f = 5 \text{ кгц}.$$

Рис.4. Спектр колебаний

$$n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}, \quad H = 1000 \text{ эрст}; \quad \text{полоса пропускания } 0,2 \text{ кгц}.$$

Рис.5. Колебания плотности (многократный запуск).

Стрелкой указан нулевой уровень плотности.

$$n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad H = 1000 \text{ эрст}, \quad \text{длительность развертки } 20,0 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}.$$

Рис.6. Колебания плотности (однократный запуск)

верхняя кривая - "полный сигнал" (стрелкой указан нулевой уровень плотности); нижняя кривая - $f = 5$ кгц (первая гармоника)

$$n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad H = 1000 \text{ эрст}, \quad \text{длительность развертки } 1 \frac{\text{мсек}}{\text{см}}.$$

Рис.7. Автокорреляционная функция

верхняя кривая - "полный сигнал"; нижняя кривая - синусоидальный сигнал.

$$n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}; \quad H = 1000 \text{ эрст}.$$

Рис.8. Колебания плотности. а) $r = 0$; б) $r = 10$ мм; в) $r = 25$ мм.

Стрелкой указан нулевой уровень; двумя стрелками - невозмущенный уровень плотности.

г) Ток измерителя диффузии. Стрелкой указан нулевой, а двумя стрелками - невозмущенный уровень. $H = 1000$ э.

Рис.9. "Полный сигнал" (верхняя кривая) и ток измерителя диффузии. Стрелками указаны нулевые уровни плотности и тока измерителя. $H = 1000$ э.

Рис.10. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля.

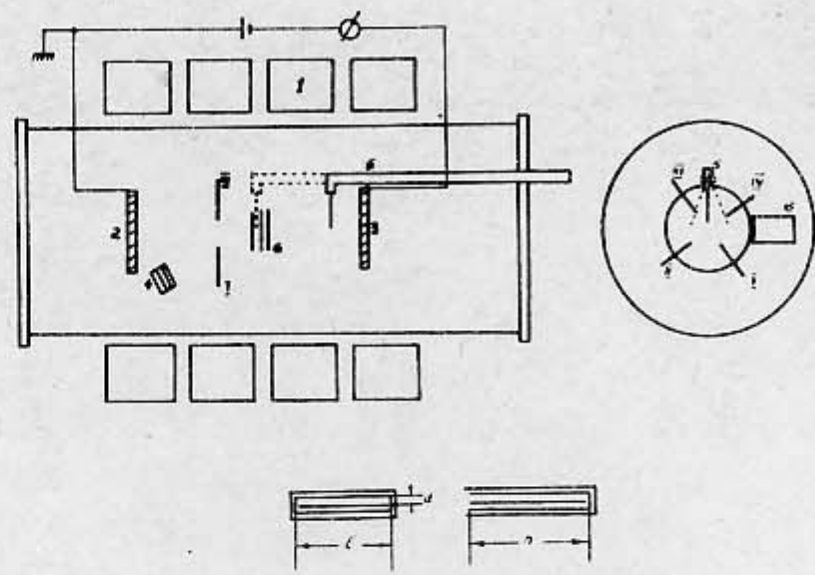


Рис. 1.

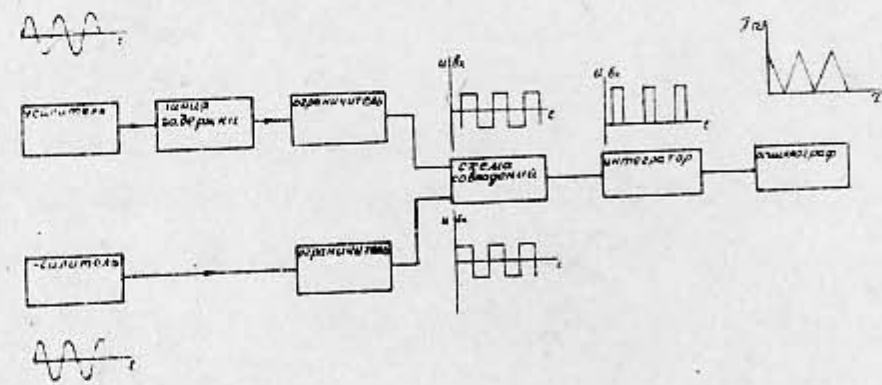


Рис. 2.

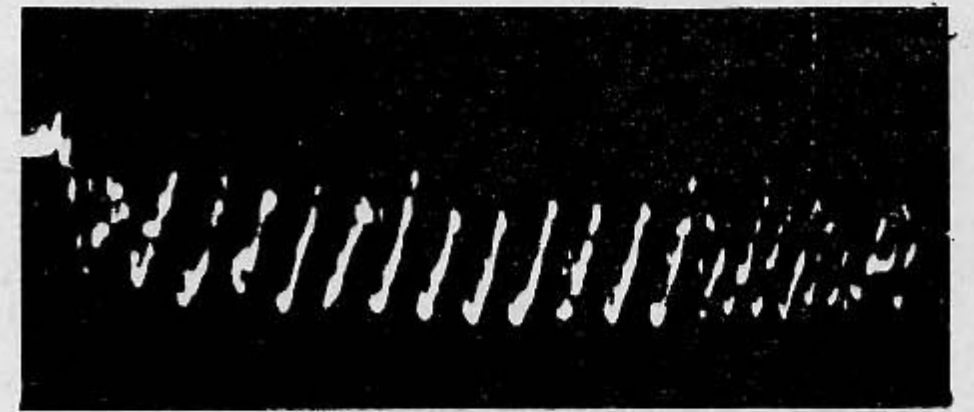


Рис. 3.

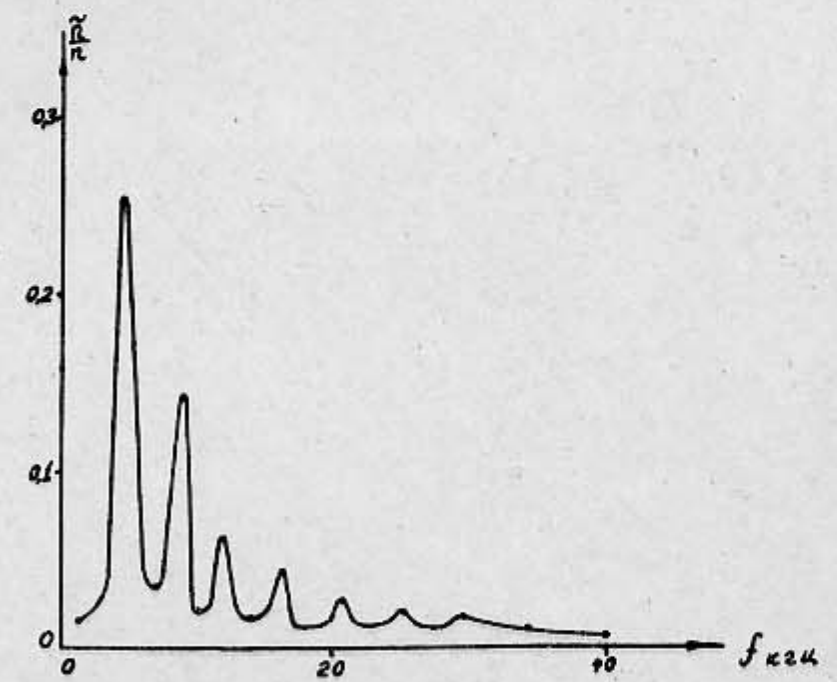


Рис. 4.

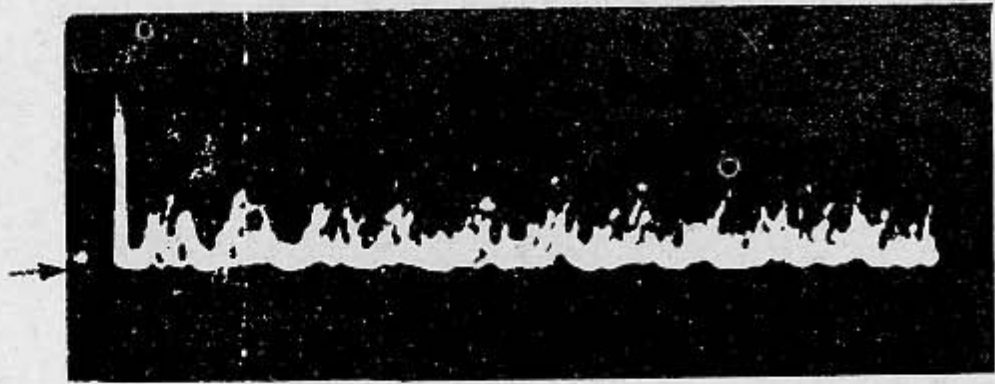


Рис. 5.

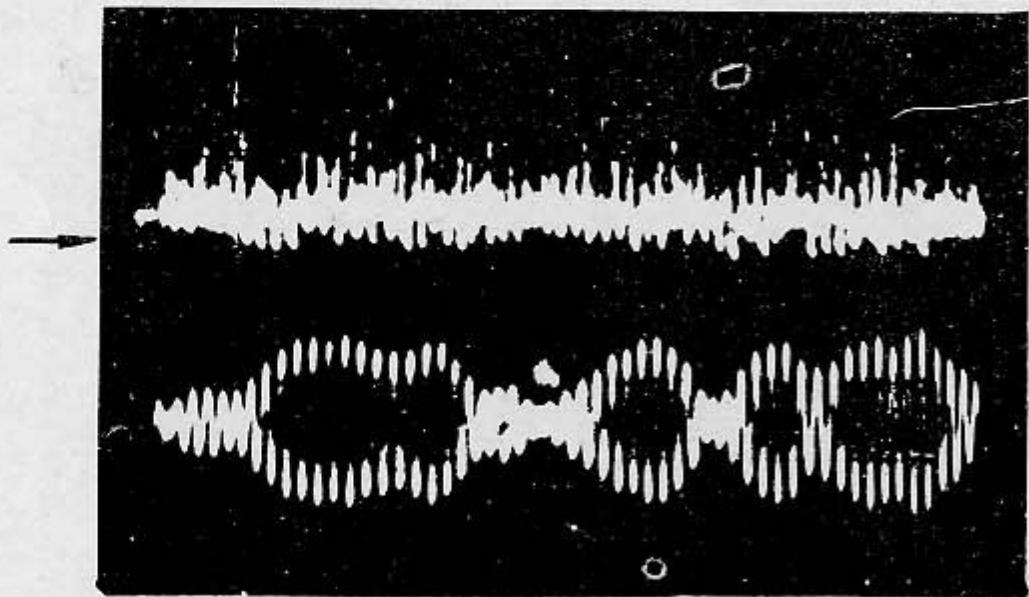


Рис. 6.

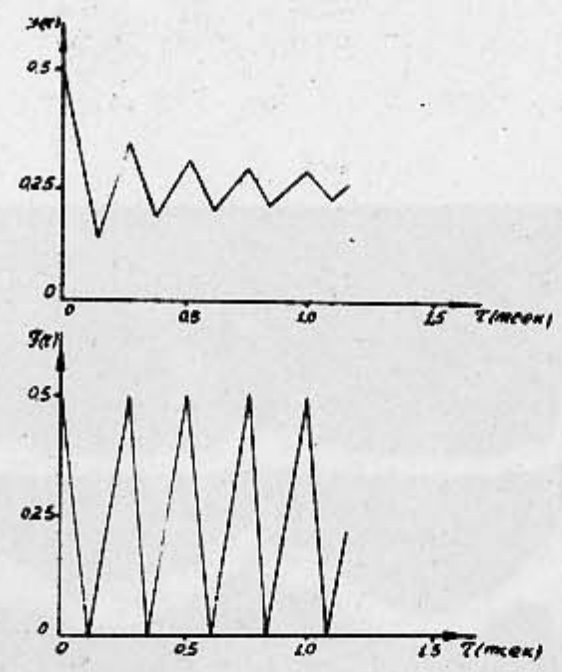


Рис. 7.

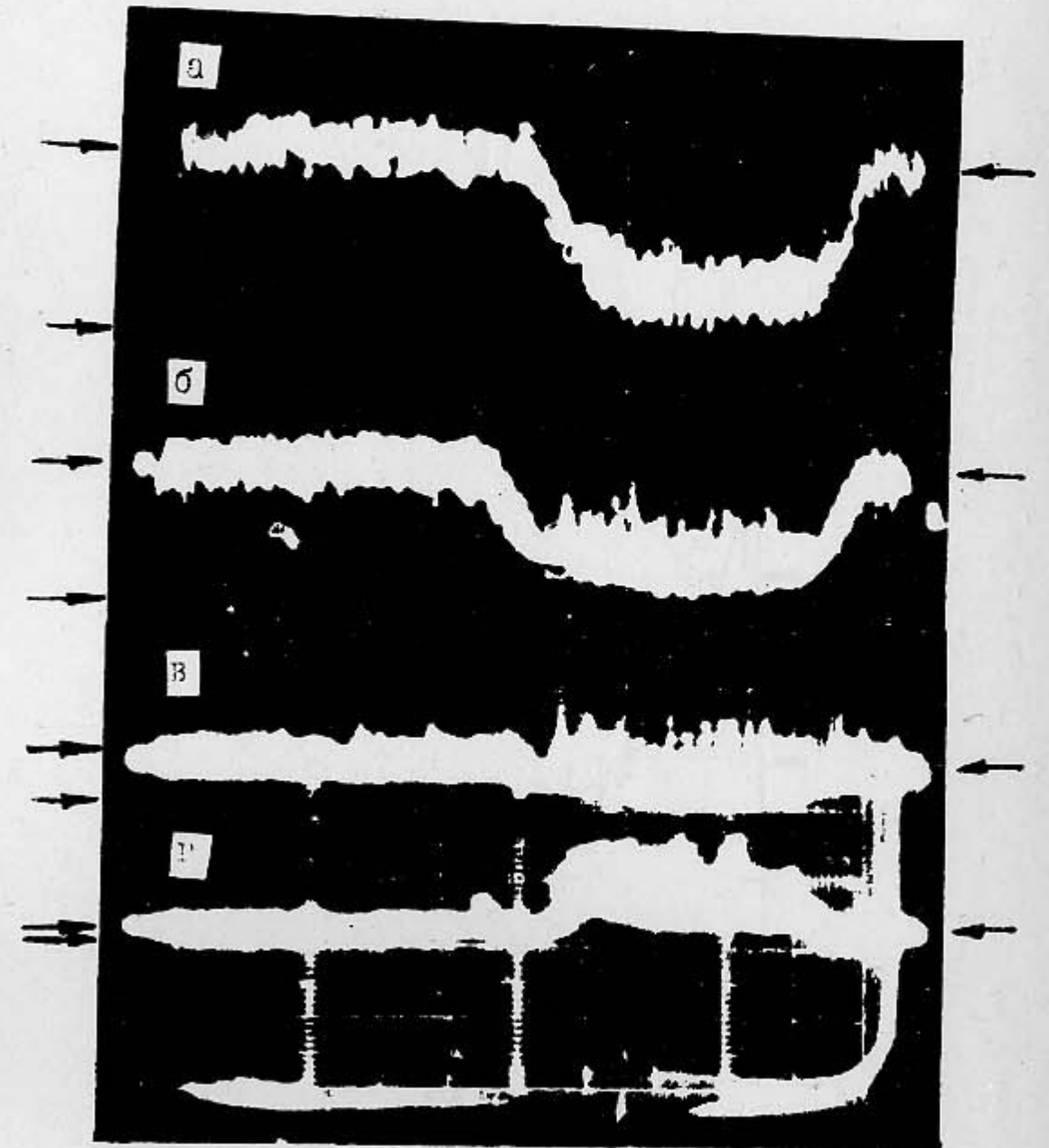


Рис. 8.

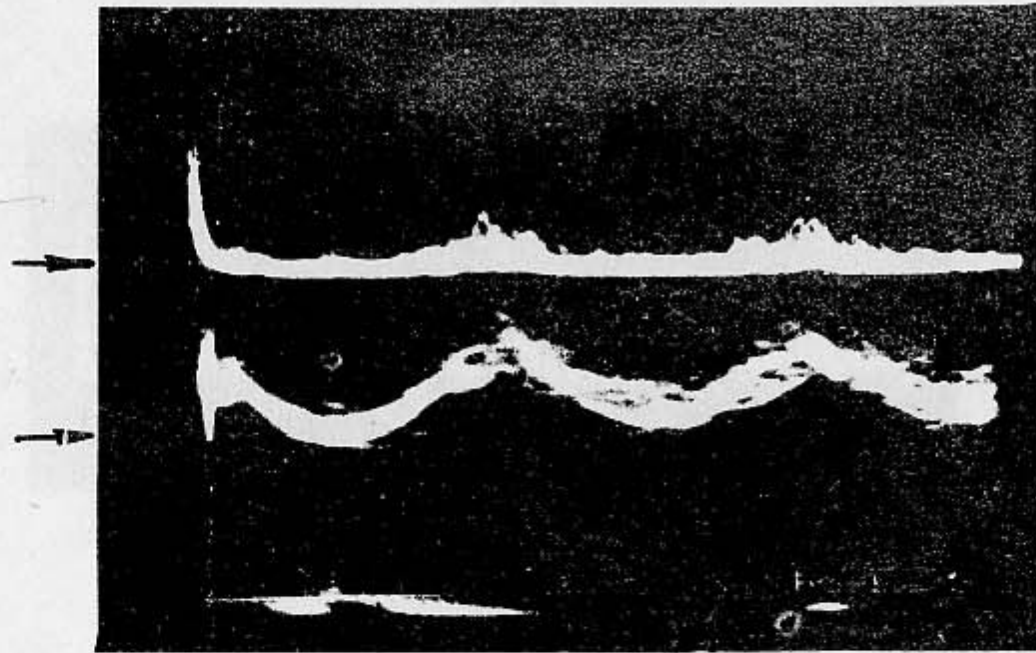


Рис. 9.

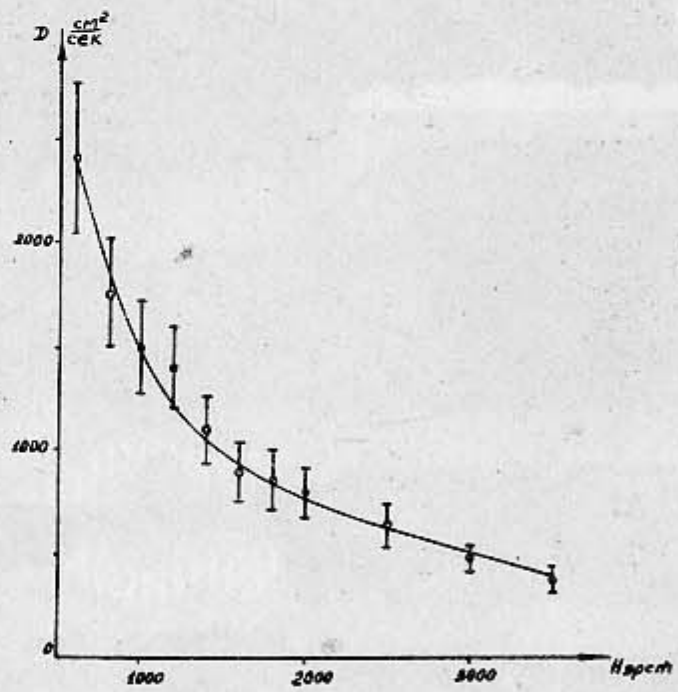


Рис. 10.