

1

ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 1-70

Н.С.Бучельникова

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ
ПРИ НЕКОТОРЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ

34

Новосибирск

1970

О Г Л А В Л Е Н И Е

		Стр.
ГЛАВА I.	Метод создания плазмы, Измерительные методики	
1.	Описание установки	5
2.	Параметры плазмы	7
3.	Измерительные методики	
3.1	Измерение плотности плазмы.	8
3.2	Анализ по энергии, измерение T_e, T_i	9
3.3	Измерение амплитуды колебаний	11
3.4	Корреляционный анализ	12
3.5	Измерение коэффициента диффузии.	14
4.	Описание устойчивого состояния плазмы	15
5.	Анализ ошибок, возможных при работе с щелочной плазмой	22
ГЛАВА II.	Дрейфовая и ионно-звуковая неустойчивость неоднородной плазмы	
1.	Введение	24
2.	Идентификация неустойчивости	
2.1	Дрейфовая неустойчивость	26
2.2	Ионно-звуковая неустойчивость сильнонеоднородной плазмы	31
2.3	Ионно-звуковая неустойчивость нагретой плазмы.	33
3.	Турбулентное состояние плазмы, нелинейные колебания . . .	35
4.	Диффузия поперёк магнитного поля	43
5.	Нагрев ионов при ионно-звуковой неустойчивости нагретой плазмы	52
ГЛАВА III.	Ионно-циклотронная неустойчивость, возбуждаемая током	
1.	Введение	55
2.	Ионно-циклотронная неустойчивость, возбуждаемая осевой токовой трубкой	56
3.	Развитие турбулентности при увеличении числа токовых трубок	62
4.	Турбулентное состояние плазмы.	65
5.	Диффузия поперёк магнитного поля	68
6.	Нагрев ионов	72
7.	Релаксационные колебания	75

ГЛАВА 1У. Плазменная неустойчивость, возбуждаемая электронным пучком	
1. Введение	78
2. Идентификация неустойчивости	80
3. Турбулентное состояние плазмы	83
4. Распределение по энергии электронов пучка	89
5. Нагрев электронов плазмы	90
6. Низко-частотная неустойчивость	98
7. Релаксационные колебания	98
Выводы	101
Заключение	103
Литература	105

Г Л А В А 1

МЕТОД СОЗДАНИЯ ПЛАЗМЫ, ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Работа посвящена исследованию некоторых неустойчивостей сильно ио низованной плазмы малого давления ($\beta = 8\pi n T / H^2 \ll 1$): дрейфовой и ионно-звуковой неустойчивости неоднородной по плотности плазмы, ионно-циклотронной неустойчивости, возбуждаемой током, плазменной неустойчивости, возбуждаемой пучком.

Была поставлена задача провести по возможности чистые эксперименты с исходно спокойной (близкой к равновесной) плазмой и изучить развивающуюся неустойчивость и эффекты, к появлению которых она приводит. Такая постановка эксперимента была предложена Г.И.Будкером в 1959 г. Основная цель проведенных экспериментов - выяснение природы неустойчивости, исследование турбулентного состояния плазмы при развитой неустойчивости, исследование диффузии и нагрева электронов и ионов плазмы и зависимости их от параметров колебаний. Эти вопросы представляют интерес как для физики плазмы, так и для проблемы термоядерного синтеза, поскольку позволяют продвинуться в понимании важных для этой проблемы вопросов удержания и нагрева плазмы.

Для создания плазмы была использована поверхностная ионизация атомов с малым потенциалом ионизации (например, K, Cs) на нагретой металлической поверхности с большой работой выхода (W, Ta). Этот метод позволяет получать сильно-ионизованную изотермическую плазму в отсутствие внешних электрических полей и токов. Такая "спокойная" плазма является удобным объектом исследования в физике плазмы. Эксперименты по созданию щелочной плазмы были поставлены в работе /1/ и нами /2/. В настоящее время щелочная плазма широко используется в физических экспериментах.

1. Описание установки

Описанные ниже эксперименты выполнены на установке Ц-1/2/ и установке Ц-3, предназначенной для постановки экспериментов с пучками (рис.1,2). Установка представляет собой металлическую вакуумную камеру с водяным охлаждением. Вакуумная система Ц-1 выполнена на металлических уплотнениях с использованием металлокерамических изоляторов и сильфонных передач, Ц-3 - на резиновых уплотнениях. Предельный вакуум $\sim 10^{-8}$ тор (Ц-1), $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ тор (Ц-3). Использование двухступенчатой ловушки с "холодным барьером" исключает возможность попадания в объем паров масла. Остаточное давление в рабочем режиме составляет $5 \cdot 10^{-7} - 10^{-6}$ тор.

Плазма создается ионизацией калия на вольфраме. Направленный пучок атомов калия формируется с помощью головки (напылителя), заполненной трубочками длиной 3 см, диаметром 1 мм. Сечение головки имеет форму эллипса, так что область напыления имеет форму круга.

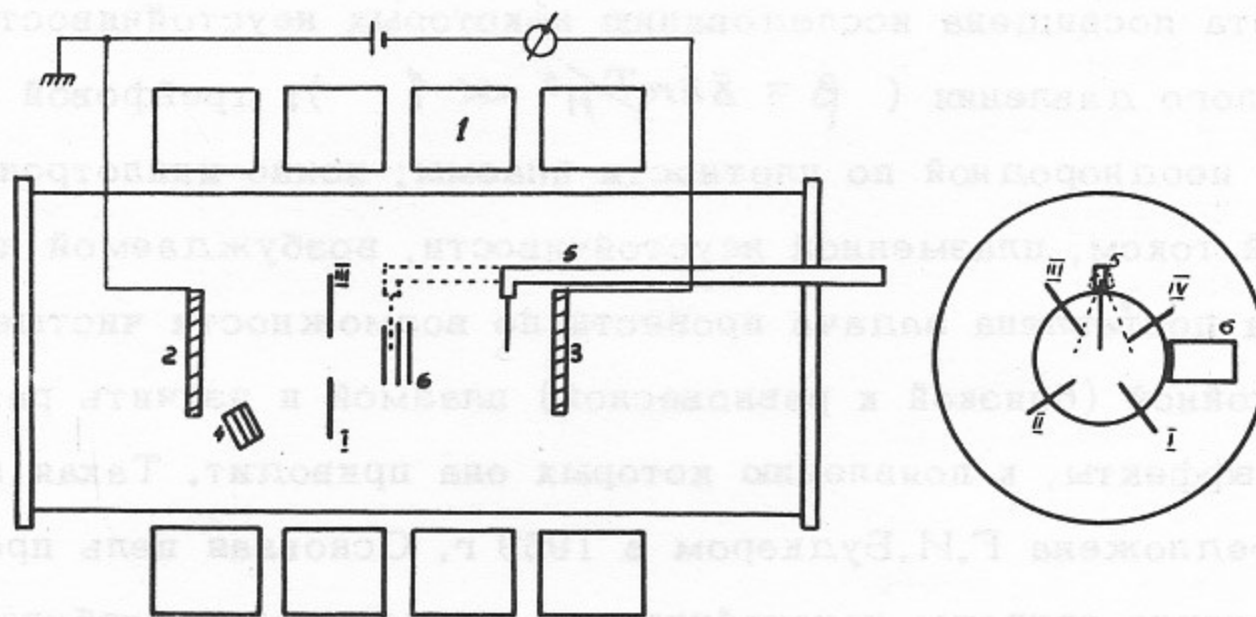


Рис.1. Схема установки Ц-1. 1 - катушки магнитного поля, 2 - ионизатор, 3 - ионизатор или электрод, 4 - напылитель, 5 - подвижный зонд, 6 - измеритель потока, 1-4У - азимутальные зонды.

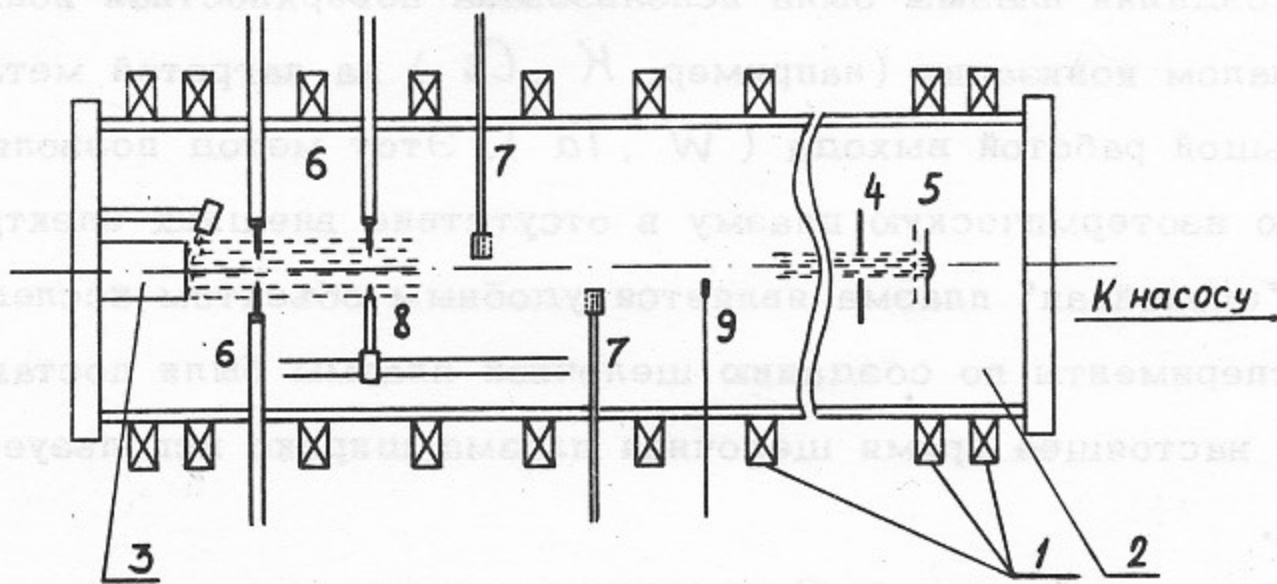


Рис.2. Схема установки Ц-3. 1 - катушки магнитного поля, 2 - вакуумный объем, 3 - ионизатор, 4 - ограничивающий диск, 5 - электронная пушка, 6 - высокочастотные зонды, 7 - анализаторы энергии, 8 - подвижный высокочастотный зонд, 9 - плоский зонд.

Вольфрамовая пластина (ионизатор) нагревается электронной бомбардировкой до температуры 1800-2300°К. Однородность температуры лучше 5-10% (радиальный градиент меньше 1%). Постановка второй пластины, нагреваемой излучением первой позволяет получить однородность лучше 1%. Диаметр ионизатора $2R = 4$ см. Постановка ирисовой диафрагмы (Ц-1) позволяет регулировать диаметр плазменного столба от 1 до 5 см. Со второго торца плазма ограничивается ионизатором или холодной пластиной - электродом, изолированной от земли (Ц-1) или изолированным диском (Ц-3). Устанавливая перед вторым ионизатором (Ц-1) вытягивающую сетку можно получать электронный пучок. Длина плазменного столба $L = 36$ см (Ц-1) и 40-80 см (Ц-3).

Магнитное поле направлено вдоль оси системы. Напряженность поля 0,4 - 3 кэ (Ц-1), 0,4 - 1 кэ (Ц-3). Неоднородность поля вдоль оси не превышает 3%, по азимуту - 0,1%, стабильность поля $\sim 0,1\%$.

Электронный пучок в установке Ц-3 создается с помощью трехэлектродной пушки, расположенной за диском (рис.2). Энергия пучка 20-600 эв, разброс по энергии не более 1%, ток до 20 мА, диаметр пучка $2a = 1$ см.

В установках имеется набор подвижных и неподвижных ленгмюровских зондов, коаксиальных зондов для высокочастотных измерений, волноводы и рупорные антенны для микроволновых измерений (Ц-1), анализаторы энергии, измерители стеночного потока плазмы.

2. Параметры плазмы

Рабочее вещество

калий, $A = 39$,
 $M = 6,5 \cdot 10^{-23}$ г, $\frac{M}{m} = 7,1 \cdot 10^4$

Температура ионов и электронов

$$T_i \approx T_e \sim 0,2 \text{ эв}$$

Плотность плазмы на оси

$$n \sim 10^9 - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

Плотность пучка

$$n_1 \lesssim 10^8 \text{ см}^{-3}$$

Магнитное поле

$$H \sim 400 - 3000 \text{ э}$$

Параметр неоднородности

$$a = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \right)^{-1} \sim 0,5 - 2 \text{ см.}$$

Давление плазмы

$$\beta = \frac{8\pi n T}{H^2} \sim 9 \cdot 10^{-8} - 4 \cdot 10^{-4}$$

Частота электрон-ионных столкновений

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{\pi} \Lambda e^4 n}{3\sqrt{m} T^{3/2}} \sim 5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$$

Частота ион-ионных столкновений

$$v_{ii} = \sqrt{\frac{m}{M}} v_{ei} \sim 2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$$

Тепловая скорость ионов

$$V_{Ti} = \sqrt{\frac{2T_i}{M}} \sim 8,8 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$$

Тепловая скорость электронов	$V_{Te} = \sqrt{\frac{2T_e}{m}}$	$(2,3-2,7) \cdot 10^7$ см/сек
Скорость электронов пучка	V_0	$3 \cdot 10^8 - 1,7 \cdot 10^9$ см/сек
Длина свободного пробега	$\lambda_{ei} = \lambda_{ii}$	0,2 - 48 см
Циклотронная частота ионов	$\omega_{Hi} = eH/Mc$	$(1,5 - 7,4) \cdot 10^5$
Циклотронная частота электронов	$\omega_{He} = eH/mc$	$(1,0 - 5,3) \cdot 10^{10}$
Плазменная частота ионов	$\omega_{oi} = (4\pi ne^2/M)^{1/2}$	$6,7 \cdot 10^6 - 1,1 \cdot 10^8$
Плазменная частота электронов	$\omega_{oe} = (4\pi ne^2/m)^{1/2}$	$1,8 \cdot 10^9 - 2,8 \cdot 10^{10}$
Ларморовский радиус ионов	$\rho_i = V_{Ti}/\omega_{Hi}$	0,13 - 0,93 см
Ларморовский радиус электронов	$\rho_e = V_{Te}/\omega_{He}$	$4,7 \cdot 10^{-4} - 3,5 \cdot 10^{-3}$ см

Значительная часть экспериментов выполнена при следующих параметрах:

Температура ионизатора	$T \sim 2000^\circ\text{K}$
Плотность на оси	$n \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$
Магнитное поле	$H \sim 1000 \text{ э.}$
Диаметр плазменного цилиндра	$2R \sim 4 \text{ см.}$

При этом	$\beta = 3 \cdot 10^{-6} < \frac{m}{M}$	$\rho_i/R \sim 0,2$
	$V_{Ti} = 9 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$	$\lambda_{ei}/L \sim 0,5$
	$V_{Te} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$	

Плазма имеет вид цилиндра. Плотность плазмы максимальна на оси и спадает по радиусу. Вдоль оси плотность однородна.

3. Измерительные методики

3.1. Измерение плотности плазмы

В режимах, когда плотность плазмы $n > 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim T_i \sim 0,2 \text{ эв}$, плотность измерялась двойными или одинарными цилиндрическими зондами длиной 0,2 см и диаметром $2r_z = 0,025 \text{ см}$. Для такого зонда $r_z \ll \rho_i$ (ρ_i - ларморовский радиус ионов) и $r_z \gg r_D$ (r_D - дебаевский радиус), так что плотность плазмы можно определять по формуле

$$n = \frac{I_z}{\frac{1}{4} e V_{Ti} S_z} \quad (1.1)$$

где I_z , S_z - ток и площадь зонда.

Для проверки правильности работы зонда при $n > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ использовался 8мм-интерферометр, собранный по обычной схеме /3/. Оказалось, что значения плотности, измеренные зондом и интерферометром, совпадают с точностью $\sim 20\%$.

В режимах, когда $n < 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e > 0,2 \text{ эв}$, может оказаться, что $r_z \leq r_D$. При этом цилиндрический зонд можно использовать для относительных измерений /4/ или для абсолютных с использованием более строгой теории зонда /5/. В этих режимах обычно использовался ориентированный поперёк магнитного поля плоский зонд ди-

аметром 0,5 мм, для которого справедлива формула (1.1) /5/. При измерении в экспериментах с одним ионизатором учитывалось, что плазма дрейфует вдоль оси со скоростью V_{Ti} (см. ниже). Учёт этого дрейфа даёт поправочный коэффициент к формуле (1.1), равный 1,4 для цилиндрического и 3,6 для плоского зонда, ориентированного поперёк магнитного поля.

3.2. Анализ по энергии, измерение T_e, T_i .

Анализ по энергии электронов и ионов проводился двухсеточными анализаторами рис. 3а /6/. При анализе ионов внешняя сетка и корпус находятся под плавающим потенциалом, вторая сетка под отрицательным потенциалом, достаточным для запираания электронов и ликвидации эффектов, связанных с объёмным зарядом ионного потока. При анализе электронов внешняя сетка заземляется, на вторую подаётся положительный потенциал. При анализе энергичных электронов тормозящий потенциал подаётся на вторую сетку, а коллектор поддерживается положительным, чтобы исключить эффекты, связанные с вторичной эмиссией.

При работе с щелочной плазмой на поверхности коллектора может образоваться плёнка щелочного металла, вследствие чего возникает контактная разность потенциалов, достигающая 2 - 3 в. Это приводит к смещению вольт-амперной характеристики. Однако точность отсчета энергии существенно не меняется, если за начало отсчета взять начало кривой запираания, так как контактная разность оказывается стабильной во времени.

Анализ поперечной энергии возможен, если ларморовский радиус превышает расстояние внешняя сетка-коллектор. Для электронов это условие не выполнено до энергий \sim кэВ, для ионов выполнено для энергий $\geq 0,3$ эВ. Дополнительное требование заключается в том, что $2\rho_i$ должно быть больше R . В противном случае вольт-амперная характеристика может быть искажена из-за неоднородности плотности, так как частицы с разными ρ_i приходят из областей с разной плотностью. Этому условию удовлетворяют ионы с энергией большей 1-2 эВ, так что правильно регистрируется часть характеристики при смещениях, больших 1-2 в.

Обработка вольтамперной характеристики позволяет найти функцию распределения по продольной или поперечной энергии, по продольной или поперечной скорости, для максвелловского распределения ($\lg J(V)$ - прямая) определить продольную или поперечную температуру T_e и T_i . Оказывается, что статистическая ошибка при измерении T_e не превосходит 10%. Так T_e в спокойной плазме (см. ниже), измеренная в разных экспериментах при одинаковой температуре ионизатора ($T \sim 2500^\circ\text{K}$) оказывается равной $0,25 \pm 0,02$ эВ. Точность измерения T_i для малых температур $\sim 50\%$.

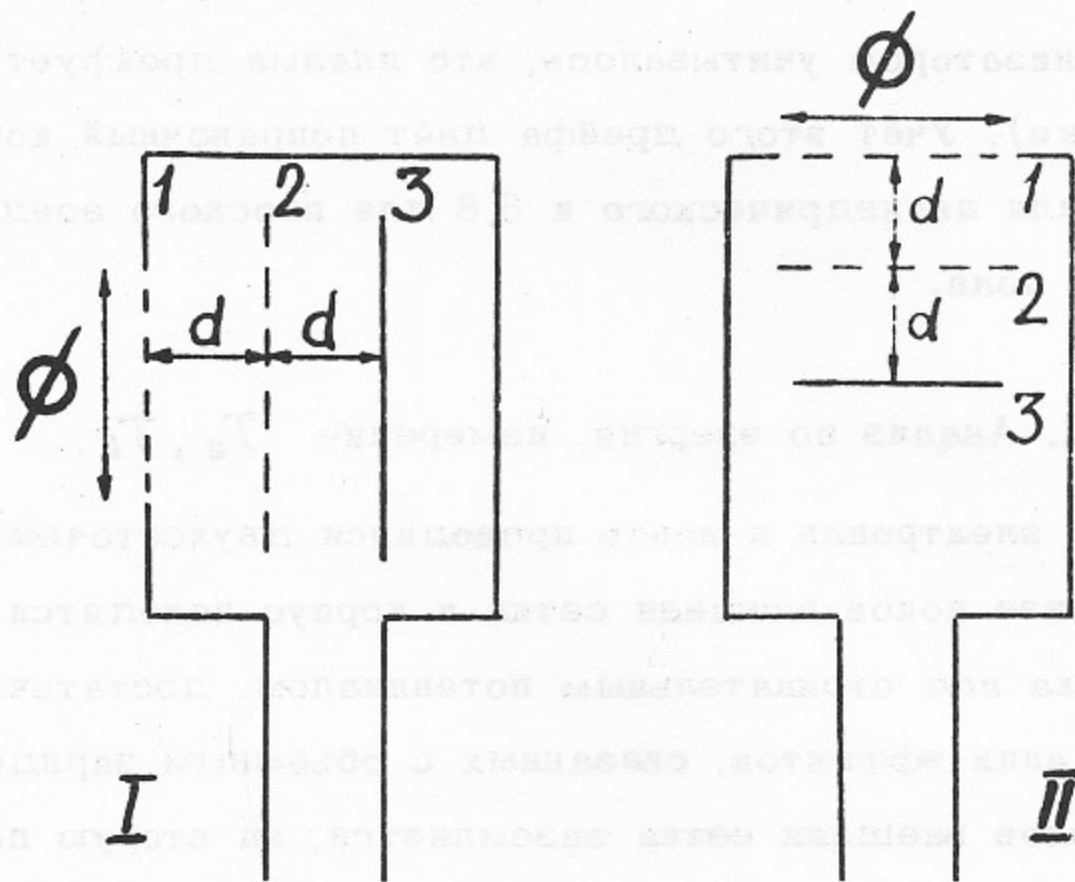


Рис.3а. Электростатические анализаторы. I - для анализа электронов и ионов по продольным скоростям, II - для анализа ионов по поперечным скоростям. 1,2 - сетка, 3 - коллектор, $\phi = 8$ мм, $d_{1-2} = d_{2-3} = 2$ мм.

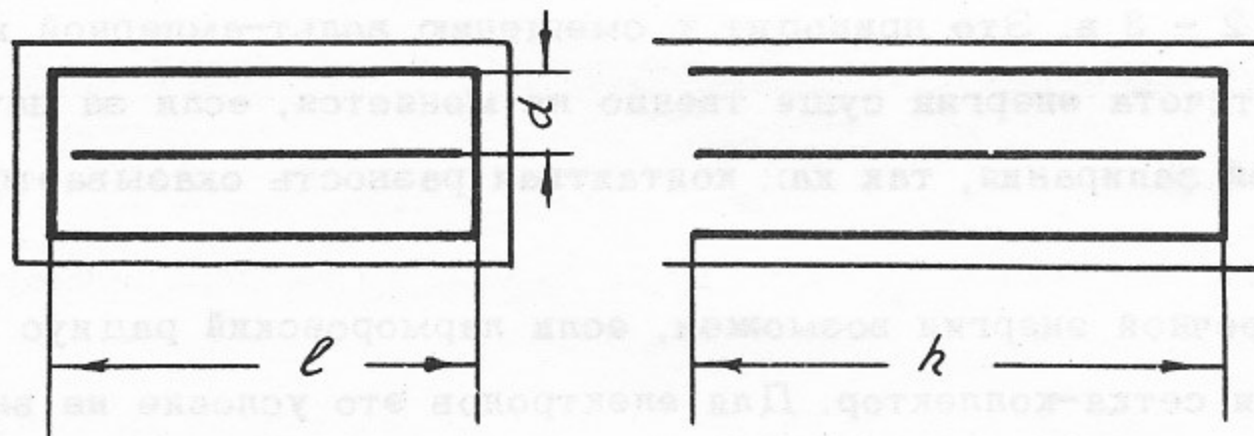


Рис.3б. Измеритель поперечного потока $l = 28$ (10) мм, $d \approx 1,5$ мм, $h = 40$ мм.

Средняя направленная скорость ионов \bar{V}_i (скорость дрейфа плазмы) определялась методом, описанным в работе /7/. Согласно этой работе за телом, обтекаемым плазмой, образуется тень. Если направленная скорость плазмы параллельна магнитному полю, в зоне тени образуется периодическое по длине распределение плотности ионов. Расстояние между минимумами плотности ΔX_{min} связано со средней скоростью ионов \bar{V}_i и ионно-циклотронной частотой f_{Hi} соотношением

$$\bar{V}_i = \Delta X_{min} f_{Hi} \quad (1.2)$$

Расстояние X_0 , на котором теряется периодичность, связано с дисперсией по продольным скоростям ионов $\Delta V = \sqrt{\frac{T_i}{M}}$ соотношением

$$\Delta V \sim \frac{\Delta X_{min}}{X_0} \bar{V}_i \quad (1.3)$$

В качестве тела, обтекаемого плазмой, использовался диск диаметром 5 мм.

3.3. Измерение амплитуды колебаний

а) Низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{oi}$) [9]. Амплитуда колебаний плотности \tilde{n} определялась по переменной составляющей ионного тока насыщения зонда \tilde{j} , относительная амплитуда $\frac{\tilde{n}}{n}$ по отношению \tilde{j} к среднему току зонда j

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{\tilde{V}}{Rj} \quad (1.4)$$

где \tilde{V} - переменное напряжение, снятое с измерительного сопротивления R . Такая методика справедлива только при достаточно малых амплитудах ($\frac{\tilde{n}}{n} \lesssim 0,1-0,3$). При больших амплитудах $\frac{\tilde{n}}{n}$ определялось по осциллограмме сигнала, снятого с измерительного сопротивления, сравнением постоянной и переменной компоненты.

Амплитуда колебаний потенциала при малых амплитудах определялась по переменному току зонда, находящегося под плавающим потенциалом

$$\tilde{\varphi} = \tilde{V} \frac{R_3 + R}{R} \quad (1.5)$$

где R_3 - сопротивление зонд-плазма, определяемое из вольтамперной характеристики зонда по постоянному току.

Так как колебания, имеющие шумовой характер, характеризуются спектром мощности, измерялась эффективная амплитуда. Естественно, что она зависит от частотной полосы пропускания прибора. Для измерения спектра колебаний использовались приборы, полоса которых много меньше ширины спектра, для измерения полной амплитуды $\left[\frac{\tilde{n}}{n} \right]$ ("полный сигнал") - широкополосные приборы.

б) Высокочастотные колебания ($\omega \gg \omega_{oi}$). Высокочастотные колебания потенциала регистрировались специальными зондами. Зонд сконструирован в виде согласованного с измерительными системами коаксиала, имеющего в диапазоне 20-1000 МГц КСВ не хуже 1,4. Рабочая часть зонда - выступающий из коаксиала отрезок центрального проводника - имеет диаметр $d = 0,025$ см и длину $l = 0,2$ см. При измерении абсолютных значений амплитуды рабочая часть закрывалась кварцевым стеклом, так что $d = 0,05$ см, $l = 0,3$ см. Остеклованный зонд в плазме заряжается до плавающего потенциала. При этом в слое радиусом r_{cl} практически отсут-

ствуют электроны. Если колебания являются электростатическими, система зонд-плазма эквивалентна вакуумному цилиндрическому конденсатору. Если длина волны колебаний λ много больше z_{cl} и $\ell + z_{cl}$, "внешняя обкладка" (плазма) имеет потенциал $\tilde{\varphi}(t)$ относительно внутренней (зонд), заземленной через малое измерительное сопротивление. В результате измеряемый потенциал \tilde{V} можно связать с потенциалом в плазме $\tilde{\varphi}$

$$\tilde{V} = \tilde{\varphi} \frac{R}{[R^2 + (1/\omega C_3)^2]^{1/2}} \quad (1.6)$$

Здесь C_3 - ёмкость зонд-плазма. Величина C_3 определяется размером слоя z_{cl} , который можно найти, пользуясь теорией зонда /5/. Оказалось, что при $T_e \approx 2$ эв и $n \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ $z_{cl} > \ell$ (условие $\ell + z_{cl} \ll \lambda$ при этом выполнено - см.гл.1У). При этом условии ёмкость зонд-плазма оказывается практически равной ёмкости уединенного штыря, т.е. C_3 определяется только геометрией зонда и не зависит от параметров плазмы. Так как, кроме того, $\frac{1}{\omega C_3} \gg R$ в рабочем диапазоне частот (гл.1У), связь \tilde{V} с $\tilde{\varphi}$ становится довольно простой

$$\tilde{\varphi} = \tilde{V} / R \omega C_3 \quad (1.7)$$

При измерении частотных спектров использовались приёмники П5-1-П5-5 (20-4000 МГц) и специально сконструированные /10/ панорамные анализаторы спектра (30-1000 МГц). Все приборы позволяют измерять эффективную амплитуду $\sqrt{\varphi^2}$ в полосе 0,1 - 3 МГц в зависимости от типа приёмника. Полная амплитуда измерялась с помощью широкополосной (20-2000 МГц) детекторной головки. Для расчёта абсолютного значения амплитуды в этом случае надо знать спектр, тогда $\tilde{\varphi}_{\text{полн}} = \tilde{V} \frac{S_{\text{ист}}}{S_{\text{изм}}}$, где $S_{\text{изм}}$ - площадь спектра, $S_{\text{ист}}$ - площадь спектра после пересчёта по формуле (1.7).

3.4. Корреляционный анализ /11-13/.

Для описания турбулентного состояния плазмы нужно знать спектральную плотность $E_{\vec{k}\omega}^2$ или $\varphi_{\vec{k}\omega}^2$. Найти её можно, определив пространственно-временную корреляционную функцию (ПВКФ)

$$\rho(\vec{\xi}, \tau) = \frac{\overline{\varphi(\vec{z}, t) \varphi(\vec{z} + \vec{\xi}, t + \tau)}}{[\overline{\varphi^2(\vec{z}, t)} \cdot \overline{\varphi^2(\vec{z} + \vec{\xi}, t)}]^{1/2}} \quad (1.8)$$

Отметим, что с помощью ПВКФ можно описывать только стационарные, однородные в пространстве процессы $\varphi(\vec{z}, t)$, удовлетворяющие условию эргодичности. Спектральная плотность может быть определена Фурье-преобразованием ПВКФ

$$\Psi_{\vec{k}\omega}^2 = \iint \rho(\vec{\xi}, \tau) e^{-i\omega\tau - i\vec{k}\vec{\xi}} d\tau d\vec{\xi}$$

Удобны для описания турбулентной плазмы автокорреляционная функция (АКФ) - $\rho(0, \tau)$, пространственная корреляционная функция (ПКФ) $\rho(\vec{\xi}, 0)$, взаимная корреляционная функция (ВКФ) $\rho(\vec{\xi}, \tau)$ при $\vec{\xi} = const$. Зная эти функции, можно определить: а) направление распространения и среднюю фазовую скорость колебаний \bar{V}_ϕ по величине смещения $\Delta\tau$ между ВКФ, измеренными при ξ_1 и ξ_2 : $\bar{V}_\phi = \frac{\xi_2 - \xi_1}{\Delta\tau}$, б) среднюю частоту спектра и среднее значение волнового вектора - по периоду АКФ и ПКФ соответственно, в) время τ_c и длину корреляции l_c по затуханию огибающей АКФ или ПКФ в e раз, г) спектр мощности Ψ_ω^2, Ψ_k^2 Фурье-преобразованием АКФ и ПКФ соответственно.

Измерение корреляционных функций, требующее специальной аппаратуры, в некоторых случаях можно заменить качественным корреляционным анализом /13/. Качественный анализ заключается в том, что сигналы с двух зондов подаются на осциллограф, работающий в режиме многократной развертки, причём оба луча запускаются одним сигналом. Для достаточно регулярных колебаний ($\tau_c \approx 2T$, где T - средний период колебаний) по сдвигу фаз сигналов может быть определено направление распространения и \bar{V}_ϕ . По времени хаотизации запускающего сигнала определяется время корреляции, а расстояние между зондами, при котором полностью хаотизируется сигнал на втором луче даёт длину корреляции. Качественный корреляционный анализ использовался при работе в низкочастотной области (кГц - сотни кГц).

Для определения корреляционных функций в низкочастотной области использовался коррелограф /14,15/, измеряющий знаковую КФ

$$F(\tau) = \overline{\{\theta[\varphi_1(t)] \cdot \theta[\varphi_2(t+\tau)]\}} \quad (1.9)$$

где

$$\theta(\varphi) = \begin{cases} 1 & \varphi > 0 \\ 0 & \varphi \leq 0 \end{cases}$$

φ_1, φ_2 - сигналы, снимаемые с разных зондов. В случае гауссовского распределения амплитуд исследуемого сигнала знаковая КФ связана с $\rho(\tau)$ соотношением /16/

$$\rho(\tau) = -\cos 2\pi F(\tau) \quad (1.10)$$

Блок-схема коррелографа приведена на рис.4. Применение сменных линий задержки с временем задержки от 0 до 2000 мксек (шаг задержки от 1,3 до 20 мксек) позволяет перекрывать диапазон частот 2,5 - 100 кГц.

Для измерений в высокочастотной области (10-1000 МГц) использовался кор -

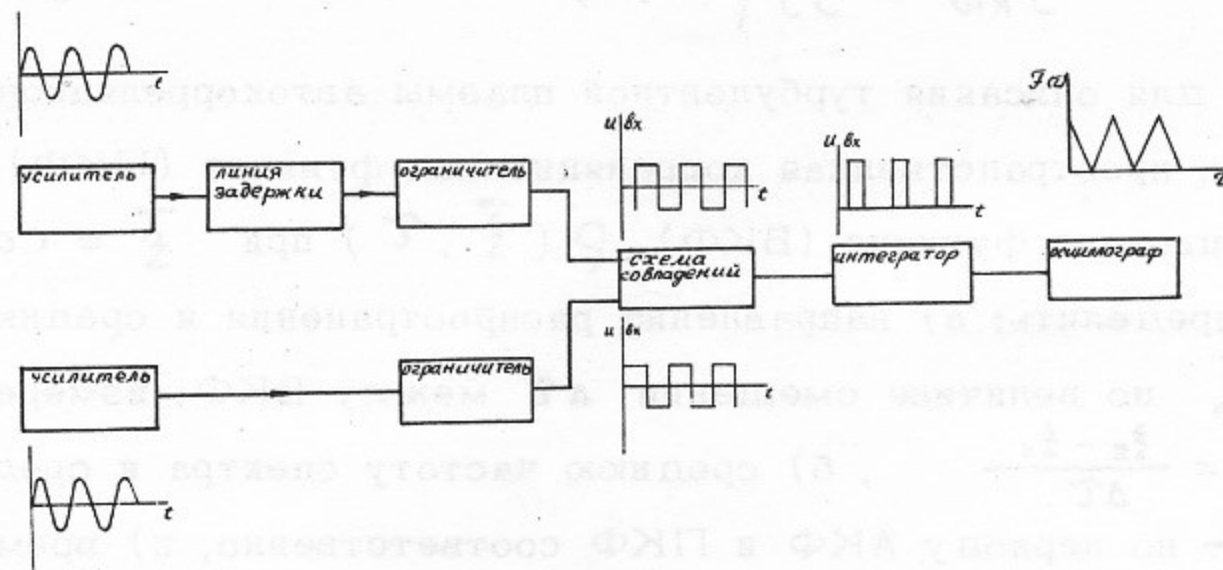


Рис.4. Блок-схема низкочастотного коррелографа.

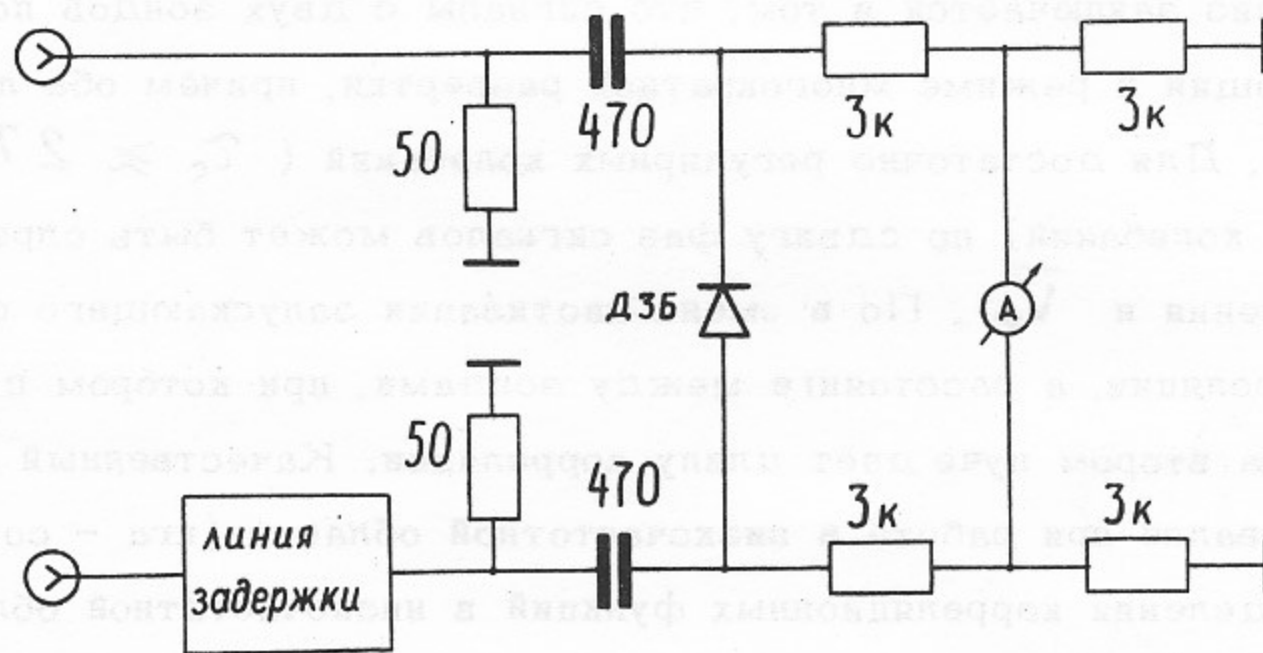


Рис.5. Схема высокочастотного коррелометра.

релометр на диоде рис.5 /17/. Линия задержки, выполненная на отрезках коаксиального кабеля, позволяет изменять задержку от 0 до 100 нсек через 0,1 нсек. Такая схема даёт на выходе сигнал, пропорциональный $-2\overline{\varphi_1(t) \cdot \varphi_2(t+\tau)} + \overline{\varphi_1^2} + \overline{\varphi_2^2}$. При измерениях постоянная составляющая ($\overline{\varphi_1^2} + \overline{\varphi_2^2}$) измерялась отдельно, а затем вычиталась из суммарного сигнала коррелометра.

3.5. Измерение коэффициента диффузии.

а) Измерение стеночного потока /9,18/. Измеритель потока представляет собой установленные на границе столба плазмы пластины (рис.3б), между которыми прило-

жен потенциал, причём электрическое поле параллельно магнитному. Величина поля утанавливается достаточной для полного разделения электронов и ионов плазмы, попадающей в измеритель за счёт диффузии. Плотность потока плазмы j_{\perp} легко найти по току измерителя I ($j_{\perp} = I/eS$) ; коэффициент диффузии

$$D = j_{\perp} / \frac{dn}{dz} \quad (1.11)$$

Точность измерения зависит от точности сборки и юстировки измерителя и составляет $\sim 20 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. При особо тщательной сборке удаётся повысить чувствительность до $\sim 5 \text{ см}^2/\text{сек}$.

б) Продольный градиент плотности /15/. Коэффициент диффузии можно оценить, зная продольный градиент плотности, если предположить, что рекомбинации в объеме нет. Предполагая, что распределение плотности подобно на разных z , скорость продольного дрейфа плазмы постоянна, из уравнения непрерывности получаем

$$D = \frac{S_{\parallel}}{S_{\perp}} u \frac{dn/dz \cdot \Delta z}{dn/dz} \approx 0,3 R V_{Ti} \frac{dn/dz}{dn/dz} \quad (1.12)$$

$$S_{\parallel} = \frac{1}{n_0} \int_0^R 2\pi z n(z) dz \approx 0,6 \pi R^2 \quad \text{для обычных } n(z);$$

$$S_{\perp} = 2\pi R \Delta z; \quad u \sim V_{Ti} \quad (\text{см. ниже}), \quad n_0 - \text{плотность на оси.}$$

в) Время распада плотности /19/. При возбуждении в плазме релаксационных колебаний (см. ниже) D можно определить по времени распада плотности. Предполагая, что радиальное распределение плотности описывается функцией Бесселя

$$n(z) = n_0 J_0(\lambda_0 z/R) \quad \text{из уравнения непрерывности находим}$$

$$D = \frac{R^2}{\lambda_0^2} \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{n_0}{n_c} \quad (1.13)$$

где Δt - время распада плотности от n_0 до n_c ;

λ_0 - корень функции Бесселя.

Сравнение коэффициентов диффузии, полученных разными методами, показывает, что они практически совпадают.

4. Описание устойчивого состояния плазмы /20/

Характерной особенностью щелочной плазмы является образование слоя объёмного заряда у поверхности ионизатора, связанное с различием потока ионов и электронов. Действительно, поток ионов определяется потоком нейтральных атомов $j_{oi} \sim j_0$, а поток электронов температурой ионизатора $j_{oe} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi_w}{T}}$, где A - константа Ричардсона, φ_w - работа выхода. Если $j_{oe}/j_{oi} < \sqrt{M/m}$, образуется ионный слой ($n_{oi} > n_{oe}$), так что плазма имеет положительный потенциал

относительно ионизатора. Если $j_{oe}/j_{oi} > \sqrt{M/m}$, образуется электронный слой ($n_{oe} > n_{oi}$) и потенциал плазмы отрицателен. Меняя T или j_o , можно менять характер слоя.

Задача о распределении потенциала в системе с поверхностной ионизацией неоднократно привлекала внимание в связи с проблемой термоионных преобразователей /21-28/. Полного решения задачи, однако, не найдено /24/.

В наших экспериментах с щелочной плазмой режимы ионного и электронного слоя различаются не только потенциалом плазмы, но и её устойчивостью. Оказывается, что в режиме ионного слоя в плазме развиты дрейфовые колебания. В режиме электронного слоя дрейфовых колебаний практически нет, их амплитуда не превосходит величины $\frac{\tilde{n}}{n} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ /25/. В этом режиме $T_e \approx T_i \sim 0,2$ эв (T_i из измерения анализатором и по оценке дисперсии ΔV , T_e - по анализатору и вольт-амперной характеристике), т.е. практически совпадает с температурой ионизатора. Коэффициент диффузии поперёк магнитного поля по абсолютной величине и зависимости от H оказывается классическим /9, 26/. Таким образом, в этом режиме плазма оказывается устойчивой и "спокойной".

Проанализируем, какой вид имеют функции распределения электронов и ионов в режиме электронного слоя /20/.

Для этого предположим, что распределение потенциала имеет вид, представленный на рис.6. Потенциал ионизатора (1) принят равным нулю, φ_0 - потенциал плазмы, φ_2 - потенциал холодного электрода (2), ограничивающего плазменный столб.

Разумно считать, что у поверхности ионизатора функции распределения электронов f_e и ионов f_i представляют собой однонаправленные максвелловские распределения с температурой ионизатора T . Тогда в области плазмы

$$f_e = \begin{cases} j_{oe} \frac{m}{T} e^{-\frac{mv^2}{2T} + \frac{e\varphi}{T}} & , \quad v \geq -\sqrt{-\frac{2e(\varphi_2 - \varphi)}{m}} \\ 0 & , \quad v < -\sqrt{-\frac{2e(\varphi_2 - \varphi)}{m}} \end{cases} \quad (1.14)$$

$$f_i = \begin{cases} j_{oi} \frac{M}{T} e^{-\frac{Mv^2}{2T} - \frac{e\varphi}{T}} & , \quad v \geq \sqrt{\frac{2e\varphi}{M}} \\ 0 & , \quad v < \sqrt{\frac{2e\varphi}{M}} \end{cases} \quad (1.15)$$

Отметим, что функции распределения нормированы на потоки. Вид f_e и f_i показан на рис.7.

Зная функции распределения и воспользовавшись условием квазинейтральности

$$\int f_i dv = \int f_e dv$$

, можно найти уравнение для потенциала плазмы.

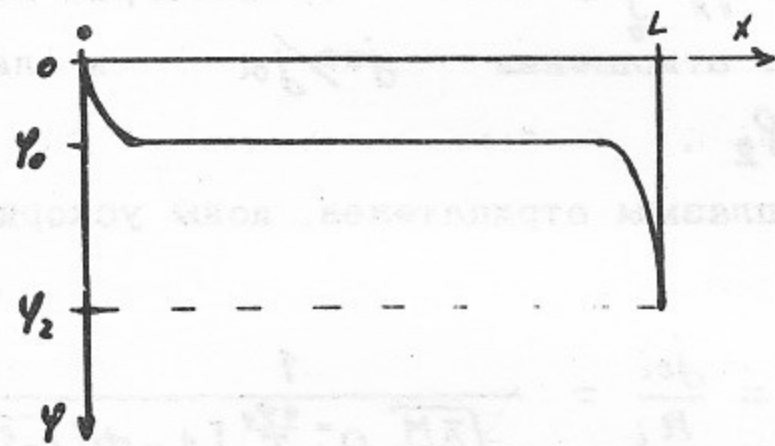


Рис.6. Схема распределения потенциала.

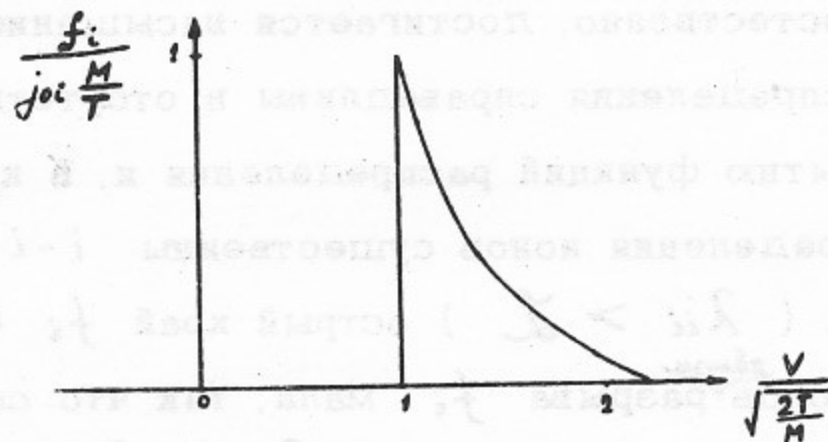
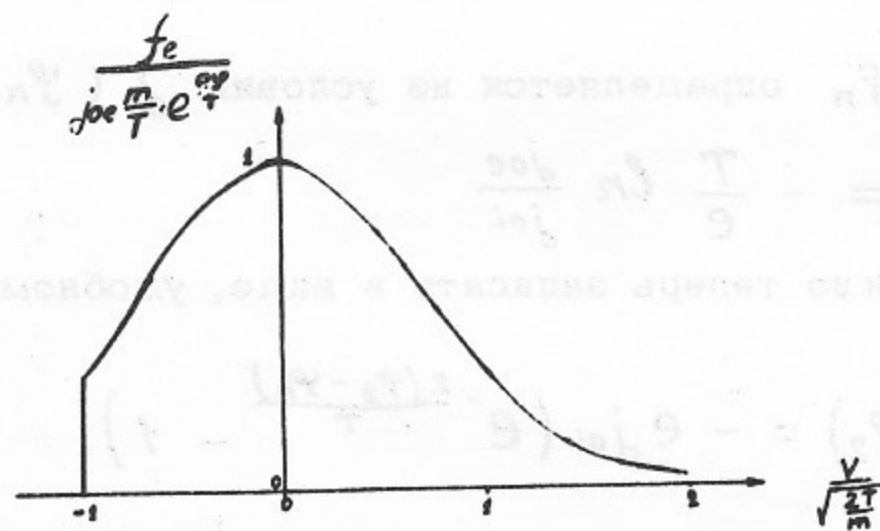


Рис.7. Функции распределения электронов (верхняя кривая) и ионов.

$$e\psi_0 \sim T, \quad e\psi_2 \sim 2T.$$

$$\ln B = -\frac{2e\varphi_0}{T} - \ln \left[\frac{1 + \Phi\left(\sqrt{-\frac{e(\varphi_2 - \varphi_0)}{T}}\right)}{2} \right] + \ln \left[1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right) \right] \quad (1.16)$$

где $B = 2\sqrt{\frac{m}{M}} \frac{j_{0e}}{j_{0i}}$, $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ - интеграл вероятности. Видно, что потенциал плазмы зависит от отношения j_{0e}/j_{0i} и слабо зависит от потенциала холодного электрода φ_2 .

Поскольку потенциал плазмы отрицателен, ионы ускоряются и приобретают среднюю направленную скорость:

$$\bar{V}_i = \frac{1}{n_i} \int v f_i dv = \frac{j_{0i}}{n_i} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi M}{2T}} e^{-\frac{e\varphi_0}{T}} [1 - \Phi\left(\sqrt{-\frac{e\varphi_0}{T}}\right)]} \quad (1.17)$$

Для случая $\frac{e\varphi_0}{T} \gg 1$

$$\bar{V}_i \approx \sqrt{-\frac{2e\varphi_0}{M}} \left(1 + \frac{T}{2e\varphi_0} \right) \quad (1.18)$$

Найдем ток на холодный электрод

$$J(\varphi_2) = e [j_i(\varphi_2) - j_e(\varphi_2)] = j_{0i} - j_{0e} e^{-\frac{e\varphi_2}{T}} \quad (1.19)$$

Плавающий потенциал φ_n определяется из условия $J(\varphi_n) = 0$

$$\varphi_n = -\frac{T}{e} \ln \frac{j_{0e}}{j_{0i}} \quad (1.20)$$

Выражение для тока можно теперь записать в виде, удобном для экспериментальной проверки

$$J(\varphi_2) = -e j_{0i} \left(e^{-\frac{e(\varphi_2 - \varphi_n)}{T}} - 1 \right) \quad (1.21)$$

При $\varphi_2 = \varphi_0$, естественно, достигается насыщение тока. Выражения (1.14) и (1.15) для функции распределения справедливы в отсутствие столкновений. Столкновения приводят к размытию функций распределения и, в конечном итоге, максвеллизации. Для функции распределения ионов существенны $i-i$ - столкновения. Уже при малом числе столкновений ($\lambda_{ii} > L$) острый край f_i (рис.7) размывается, т.к. относительная скорость ионов ^{вблизи} разрыва f_i мала, так что сечение столкновений велико. Вследствие этого можно ожидать, что при $\lambda_{ii} \sim L$ будет происходить полная максвеллизация. Средняя скорость \bar{V}_i при столкновениях, естественно, не меняется, т.к. полный импульс сохраняется. Для функции распределения электронов существенны как $e-e$, так и $e-i$ - столкновения. Роль первых аналогична роли $i-i$ - столкновений для ионов. $e-i$ - столкновения, помимо максвеллизации, приводят к уменьшению средней направленной скорости электронов. Роль этих столкновений становится особенно большой, когда разрыв f_e лежит вблизи $V=0$ (случай $\varphi_2 \sim \varphi_0$).

В этом случае можно ожидать, что уже при $\lambda_{ei} > L$ f_e будет иметь вид сдвинутой максвелловской функции.

Для экспериментальной проверки предположения о распределении потенциала и виде функций распределения можно экспериментально определить и сравнить с расчётом \bar{V}_i , φ_0 , $J(\varphi_2)$. Столкновения не должны сказываться на значениях \bar{V}_i и φ_0 , но должны быть существенны для вида кривой $J(\varphi_2)$ вблизи $\varphi_2 = \varphi_0$.

На рис.8 приведены кривые ионного тока на зонд в тени диска. Расчёт по формуле (1.3) позволяет по расстоянию между минимумами найти экспериментальные значения средней скорости ионов \bar{V}_i . Для режима I эксперимент даёт $\bar{V}_i = 1,2 \cdot 10^5$ см/сек, расчёт по формуле (1.17) $\bar{V}_i = 1,0 \cdot 10^5$ см/сек, для режима II $1,9 \cdot 10^5$ см/сек и $1,7 \cdot 10^5$ см/сек соответственно. Таким образом измеренные и расчётные значения находятся в удовлетворительном согласии. Отметим, что величина \bar{V}_i для режима I близка к средней тепловой скорости ионов при температуре ионизатора $V_{Ti} \sim 1 \cdot 10^5$ см/сек.

Из эксперимента рис.8 следует, что температура ионов близка к температуре ионизатора. Действительно, из рис.8 видно, что периодичность практически теряется через один период в режиме I и через два в режиме II. Следовательно, дисперсия по продольным скоростям согласно (1.3) $\Delta V \sim 1 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}} \sim V_{Ti}$. Таким образом можно утверждать, что $T_i \sim T \sim 0,2$ эв. Зная экспериментальное значение V_i по уравнению (1.17) можно найти величину потенциала плазмы и сравнить её с расчётом по уравнению (1.16). Для режима I экспериментальное значение $\varphi_0 \sim 0,2$ эв, расчётное ~ 0 эв, для режима II - 0,7 эв и 0,5 эв, т.е. значения φ_0 также находятся в удовлетворительном согласии. Отметим, что большая часть описанных в работе экспериментов проводилась в условиях, близких к режиму I, когда $e\varphi_0 \leq T$.

На рис.9 представлены экспериментальные и расчётная (сплошная кривая) вольт-амперные характеристики. Видно, что вдали от потенциала плазмы $e(\varphi_2 - \varphi_n) < 3T$ эксперимент хорошо согласуется с расчётом. Определенная по наклону кривой температура электронов практически совпадает с температурой ионизатора. При малых плотностях ($n \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$) вольт-амперная характеристика согласуется с расчётной вплоть до $\varphi_2 \sim \varphi_0$, отношение электронного тока насыщения J_e к ионному J_i близко к расчётному $J_e/J_i \sim \bar{V}_e/\bar{V}_i$.

При плотностях, больших 10^9 см^{-3} вблизи потенциала $\varphi_2 \sim \varphi_0$ экспериментальные точки лежат ниже расчётной кривой, а значение J_e/J_i оказывается меньше расчётного и близко к максвелловскому (для случаев, рис.9 $(J_e/J_i)_{\text{эксп}} = 60$, $(J_e/J_i)_{\text{макс}} = 67$, $(J_e/J_i)_{\text{расч}} = 100$). Таким образом, подтверждается, что столкновения при $\lambda_{ei} \sim L$ ($n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$) приводят к максвеллизации. Это позволяет приближенно

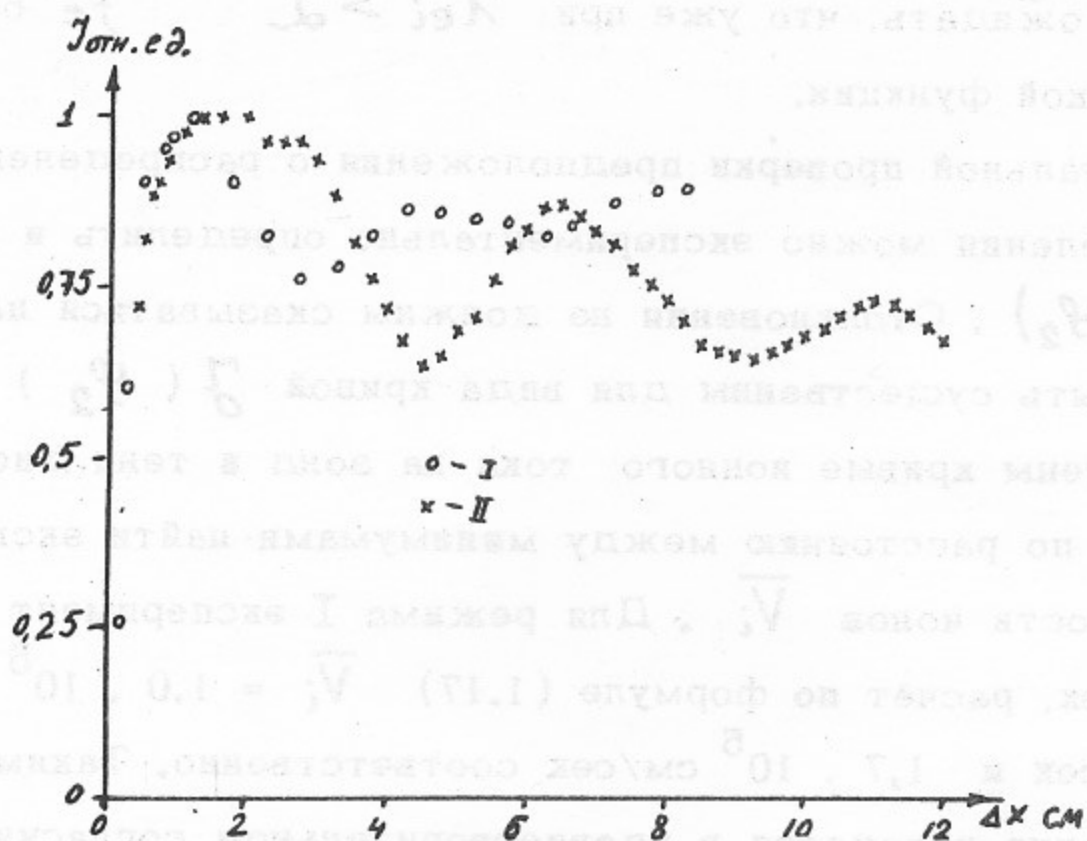


Рис.8. Зависимость тока на зонд от расстояния до диска. I - $j_{oi} = 100 \text{ мка/см}^2$, $T = 2200^\circ\text{K}$, $N = 1000$ эрст; II - $j_{oi} = 30 \text{ мка/см}^2$, $T = 2200^\circ\text{K}$, $N = 1100$ эрст.

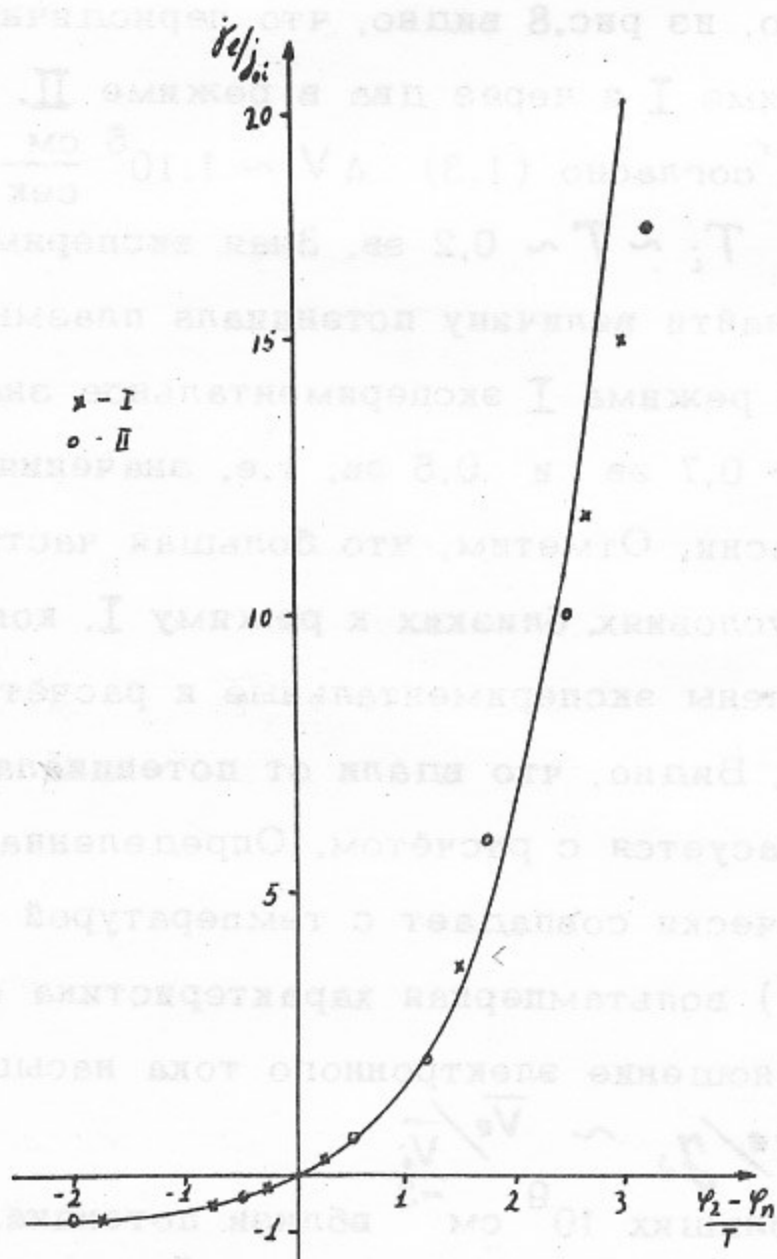


Рис.9. Вольт-амперная характеристика коллектора. I - $j_{oi} = 75 \text{ мка/см}^2$, $T = 2200^\circ\text{K}$; II - $j_{oi} = 30 \text{ мка/см}^2$, $T = 2230^\circ\text{K}$.

считать, что при $\lambda_{ei} \leq L$ функции распределения ионов и электронов близки к максвелловским, причём электроны дрейфуют относительно ионов со скоростью u . Скорость дрейфа может быть экспериментально определена по электронному току $u = \frac{j_e}{n}$ или по отношению его к ионному току насыщения $u = \bar{v}_i \frac{j_e}{j_i}$.

Итак, можно утверждать, что предположения о виде распределения потенциала (рис.6) в режиме электронного слоя подтверждаются экспериментально. В бесстолкновительной плазме функции распределения описываются выражениями (1.14) и (1.15), а при наличии столкновений приближаются к максвелловским. Следует отметить, что большая часть экспериментов выполнена при $n \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, т.е. $\lambda_{ei}, \lambda_{ii} < L$, т.ч. функции распределения, по-видимому, близки к максвелловским.

Разумно предположить, что в режиме ионного слоя распределение потенциала также является монотонным. Тогда функции распределения имеют вид (при $\varphi_2 < 0$)

$$f_e = \begin{cases} j_{oe} \frac{m}{T} e^{-\frac{mv^2}{2T} + \frac{e\varphi_0}{T}} & \begin{cases} v \geq \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}} \\ -\sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}} \geq v \geq -\sqrt{\frac{2e(\varphi_0 - \varphi_2)}{m}} \end{cases} \\ 0 & \begin{cases} -\sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}} < v < \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}} \\ v < -\sqrt{\frac{2e(\varphi_0 - \varphi_2)}{m}} \end{cases} \end{cases} \quad (1.22)$$

$$f_i = \begin{cases} j_{oi} \frac{M}{T} e^{-\frac{Mv^2}{2T} - \frac{e\varphi_0}{T}} & v \geq 0 \\ 0 & v < 0 \end{cases} \quad (1.23)$$

Наличие $i-i$ столкновений должно приводить к быстрой максвеллизации ионной функции (разрыв функции лежит при $v = 0$), причём сохраняется направленная скорость $\bar{v}_i = v_{Ti}$. Наличие $e-e$ - столкновений приводит к максвеллизации с сохранением средней скорости $\sim \pm \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}}$ (для $|\varphi_2| \gg |\varphi_0|$), а $e-i$ - столкновения к полной максвеллизации, причём средняя скорость приближается к \bar{v}_i . Экспериментальная проверка этих предположений невозможна, т.к. в режиме ионного слоя возбуждаются дрейфовые колебания.

Следует отметить, что в режиме ионного слоя проводилась только часть экспериментов по исследованию неустойчивостей неоднородной плазмы. Все остальные эксперименты проводились в режиме электронного слоя.

5. Анализ ошибок, возможных при работе с щелочной плазмой

1. Как было показано выше, наличие слоя объёмного заряда у поверхности ионизатора в бесстолкновительной плазме приводит к искажению функций распределения. По-видимому, именно с этой точки зрения можно трактовать результаты проверки "равновесной" теории щелочной плазмы /27/, построенной в предположении о том, что функции распределения являются максвелловскими. Эта теория позволяет найти плотность, исходя из потока нейтральных атомов и температуры ионизатора. Экспериментально было найдено /28/ хорошее согласие экспериментальной и расчётной плотности при больших плотностях и полное расхождение при малых, соответствующих бесстолкновительной плазме.

Наличие слоя объёмного заряда определяет граничные условия на торцах. Как показано в работах /29, 30/, в случае ионного слоя ($\varphi_0 > 0$) в бесстолкновительной плазме граничные условия соответствуют установлению стоячей волны с $\lambda_z > 2L$, причём λ_z зависит от потенциала слоя. Поскольку инкремент многих неустойчивостей зависит от K_z , наличие слоя может привести к изменению инкремента и условий возбуждения неустойчивости. Так в /29, 30/ показано, что увеличение потенциала ионного слоя приводит к росту инкремента дрейфовой и ионно-звуковой неустойчивости в случае $\lambda_{ei} \gg L$. В столкновительной плазме ($\lambda_{ei} \ll L$) слой не играет роли. В отличие от ионного электронный слой равноценен хорошо проводящему проводнику, т.е. задаёт обычные граничные условия $m\lambda_z = 2L$.

2. Следует принимать во внимание, что при работе с холодным торцом электроны и ионы плазмы имеют направленную скорость вдоль оси. Эта скорость сохраняется и при наличии столкновений, причём в режиме электронного слоя при $e\varphi_0 \sim T$ $\bar{V}_e \approx \bar{V}_i \sim V_{Ti}$, в режиме ионного слоя, по-видимому, также $\bar{V}_e \approx \bar{V}_i \sim V_{Ti}$, так что речь может идти о дрейфе плазмы со скоростью V_{Ti} .

3. Наличие радиального градиента температуры ионизатора из-за наличия слоя должно привести к появлению радиального электрического поля в плазме /31/. Такое поле приводит к вращению плазмы со скоростью $V_E = \frac{cE_z}{H}$. Если $g \text{ grad } T$ велик, можно опасаться появления новых неустойчивостей, связанных с градиентом температуры электронов или радиальным электрическим полем (например, центробежной /31/). Такие эффекты наблюдались экспериментально /32,33/.

В нашем случае радиальный градиент температуры не превышал 1%. Радиальное поле E_z было найдено экспериментально по радиальному распределению потенциала плазмы. Оказалось, что величина E_z обычно лежит в пределах 0-2 в/см, так что V_E не превосходит $2 \cdot 10^4$ см/сек. Согласно /31/ величина $g \text{ grad } T$ и E_z недостаточна для возбуждения связанных с ними неустойчивостей. Оказалось, что E_z

не меняется при изменении магнитного поля и температуры ионизатора, так что вращение плазмы легко учесть. Отметим, что направление V_E совпадает с направлением ларморовского дрейфа электронов.

4. При исследовании диффузии следует учитывать ряд эффектов. Так азимутальный $g_{\text{grad } T}$ может приводить к радиальному дрейфу плазмы. Наличие неупорядоченных градиентов может привести к конвективному уходу плазмы поперёк магнитного поля. По-видимому, именно этим объясняются результаты работы /34/, в которой наблюдался аномально большой уход плазмы, не связанный с колебаниями. В нашем случае градиенты температуры достаточно малы, т.ч. эти эффекты не проявляются. Это подтверждается совпадением измеренного в отсутствие колебаний коэффициента диффузии с классическим.

Из-за отражения электронов и ионов на торцах (в слоях) может возникать "стеночная" диффузия, связанная с появлением эффективной силы трения /9, 35/. Следует учитывать также возможность существования "ион-ионной" диффузии /9, 36/ (естественно, что этот тип диффузии возможен не только в щелочной плазме). Эти типы диффузии легко отличить от классической по зависимости коэффициента диффузии от плотности и магнитного поля. Действительно /9, 35/, $D_{ei} \propto \frac{n}{H^2}$,

$$D_{st} \propto \frac{1}{H^2 \exp n}, \quad D_{ii} \propto \frac{n}{H^4}.$$

В нашем случае экспериментальная проверка показала, что "стеночная" и "ион-ионная" диффузия не дают потока за границу плазменного столба /9/. Это неудивительно, поскольку они не являются амбиполярными /9, 36/, т.ч. поле разделения зарядов должно препятствовать появлению потока наружу. Следует отметить, что в режиме электронного слоя эти типы диффузии могут проявиться в изменении радиального распределения плотности.

ДРЕЙФОВАЯ И ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

1. В в е д е н и е

Исследованию устойчивости неоднородной плазмы посвящено большое число теоретических работ /37-39/. Подробно исследованы различные типы дрейфовой неустойчивости. Для интересующего нас случая неоднородной по плотности изотермической плазмы малого давления ($\beta < \frac{m}{M} \ll 1$) в отсутствие тока и градиента температуры найдено следующее. Такая плазма неустойчива относительно возбуждения косых ($K_y \gg K_z$) потенциальных ($\tilde{n}/n \approx e\tilde{\varphi}/T$) волн типа $A(x)\exp i(-\omega t + k_y y + k_z z)$, распространяющихся по азимуту в сторону ларморовского дрейфа электронов, причём продольная фазовая скорость лежит между тепловыми скоростями ионов и электронов $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$.

В случае, когда скорость ларморовского дрейфа $V_D = \frac{cT_e}{eH} \frac{n'}{n}$ мала по сравнению с ионно-звуковой $V_D < C_s$ (этому условию равноценно условие $\rho_n/a < 1$, где ρ_n - ларморовский радиус иона при электронной температуре), а частота мала по сравнению с ионно-циклотронной $\omega \ll \omega_{Hi}$, возбуждается дрейфовая неустойчивость /40, 41/ с частотой колебаний

$$\omega \approx \omega_* = k_y \frac{cT_e}{eH} \frac{n'}{n} \quad (11.1)$$

т.е. азимутальная фазовая скорость $\omega/k_y = V_D$. В случае $V_D > C_s$ и $\omega \gg \omega_{Hi}$ возбуждается ионно-звуковая неустойчивость /42/ с частотой

$$\omega \approx k_y C_s \quad (11.2)$$

и

$$\omega/k_y = C_s$$

Инкремент нарастания бесстолкновительной дрейфовой неустойчивости мал /40/. $e-i$ -столкновения приводят к возрастанию инкремента, напротив, $i-i$ - столкновения играют стабилизирующую роль /43/. В гидродинамическом случае трение из-за $e-i$ - столкновений приводит к раскачке, а вязкость, связанная с $i-i$ - столкновениями, даёт затухание. В этом случае выражение для частоты дрейфово-диссипативной неустойчивости имеет вид /44, 45/

$$\omega \approx \omega_* + \frac{\omega_*^2}{\omega_s} \left(1 - 3 \frac{\omega_v}{\omega_s} \right) \quad (11.3)$$

при условии $\omega_s > \omega_*$. Здесь $\omega_s = \frac{\kappa_z^2}{\kappa_y^2} \omega_{ni} \omega_{ne} \tau_{ei}$; $\omega_v = 0,3 \kappa_y^2 \rho_i^2 / \tau_{ii}$.
 Таким образом, инкремент нарастания неустойчивости $\gamma = \frac{\omega_*^2}{\omega_s}$, декремент
 затухания $\delta = \frac{3\omega_*^2 \omega_v}{\omega_s^2}$. Для ионно-звуковой неустойчивости /46/

$$\omega \approx \omega_0 + i \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0 \omega_*}{\omega_k} - \omega_\mu \right) \quad (II.4)$$

при условии $\omega_k > \omega_*$; $\omega_0 \ll \omega_*$. Здесь $\omega_0 = \kappa_y C_s$;
 $\omega_k = \kappa_z^2 V_{Te}^2 \tau_{ei}$; $\omega_\mu = 0,96 \kappa_y^2 V_{Ti}^2 \tau_{ii}$. Таким
 образом, $\gamma = \frac{1}{2} \frac{\omega_0 \omega_*}{\omega_k}$; $\delta = \frac{1}{2} \omega_\mu$. Обратим внимание на то, что
 в случае дрейфово-диссипативной неустойчивости затухание растет с ростом номера
 гармоники - $\delta/\gamma \sim \kappa_y^4$, в случае ионно-звуковой $\delta/\gamma \neq f(\kappa_y)$ и затуха-
 ние приводит только к уменьшению абсолютной величины инкремента.

Из (II.3) легко получить критическое поле для возбуждения дрейфово-дисси-
 пативной неустойчивости /45/

$$H_c > \kappa_y \left(\frac{m^2 c^4 m T}{4 e^4 \kappa_z^2 \tau_{ei} \tau_{ii}} \right)^{1/4} \quad (II.5)$$

Следует отметить, что в нашем случае $e-i$ - столкновения становятся суще-
 ственными ($\frac{v_{ei}}{\kappa_z V_{Te}} > 1$) при плотностях $n > (4-5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (в режиме ионно-
 го слоя при меньших плотностях, т.к. κ_z меньше). Условия $\omega_s, \omega_k > \omega_*$
 выполняются практически при всех параметрах. Оценка δ/γ показывает, что для дрей-
 фовой неустойчивости $i-i$ столкновения становятся существенными уже при
 $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, а для ионно-звуковой только при $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Приведенные выражения получены при рассмотрении бесконечной плазмы. Как
 уже говорилось, учёт приэлектродных эффектов приводит к появлению своеобразных
 граничных условий. Для дрейфово-диссипативной и ионно-звуковой неустойчивости гра-
 ничные условия в случае ионного слоя и $\lambda_{ei} \approx L$ соответствуют установлению
 стоячей волны с $\lambda_z > 2L$ /29, 30/. В этом случае в формулах (II.3-5) вмес-
 то κ_z следует подставлять $\kappa_0 < \kappa_z$ определяемое граничными условиями.
 Легко видеть, что инкремент обеих неустойчивостей возрастает, возрастает и крити-
 ческое поле (II.5). В столкновительной плазме $\lambda_{ei} \ll L$ и в режиме электрон-
 ного слоя граничные условия задают $\kappa_z = \frac{\pi}{L}$ /30/.

Экспериментально дрейфовая неустойчивость была обнаружена практически од-
 новременно в работах /47/ и нами /48/. К настоящему времени выполнено значитель-
 ное число экспериментальных работ, посвященных дрейфовой неустойчивости /обзор
 45, 50-57/. Значительная часть этих работ выполнена на щелочной плазме /45, 50-53/
 или в разряде /54,55/. Дрейфово-циклотронная неустойчивость обнаружена в торои -
 дальном мультиполе /56/, токовая дрейфовая - в стеллараторе /57/. В основном, эти
 работы посвящены идентификации дрейфовых колебаний и обнаружению связи аномаль-

ной диффузии с дрейфовыми колебаниями. Следует выделить тщательно выполненные работы Хендела и др. /45, 50/, в которых при изучении дрейфово-диссипативной неустойчивости проведено детальное сравнение эксперимента с линейной теорией и найдено хорошее согласие.

2. Идентификация неустойчивости

2.1. Дрейфовая неустойчивость /48, 13, 25, 26/.

Условия эксперимента $L = 36$ см, $2R = 4$ см, $N \sim 600-3000$ э, $n \sim 10^9 - 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. При этом $\beta < \frac{m}{M} \ll 1$, $\frac{\lambda_{ei}}{L} \sim 1,5-6 \cdot 10^{-3}$, $\frac{\rho_H}{a} \ll 1$.

В режиме электронного слоя плазма является практически спокойной: в спектре отсутствуют выделенные частоты, амплитуда колебаний в диапазоне частот 1-200 кгц не превышает величины $\frac{\tilde{n}}{n} \sim 10^{-3}$ (полоса приёмника здесь и далее ~ 200 гц), амплитуда полного сигнала $[\tilde{n}/n] \approx 5 \cdot 10^{-3}$. При переходе в режим ионного слоя возрастает амплитуда колебаний в кгц-диапазоне частот, причём в спектре выделяются колебания на определенных частотах. Амплитуда колебаний растёт с ростом глубины ионного слоя, достигая величины $[\tilde{n}/n] \sim 1$.

Типичный спектр колебаний при развитой неустойчивости представлен на рис.10.

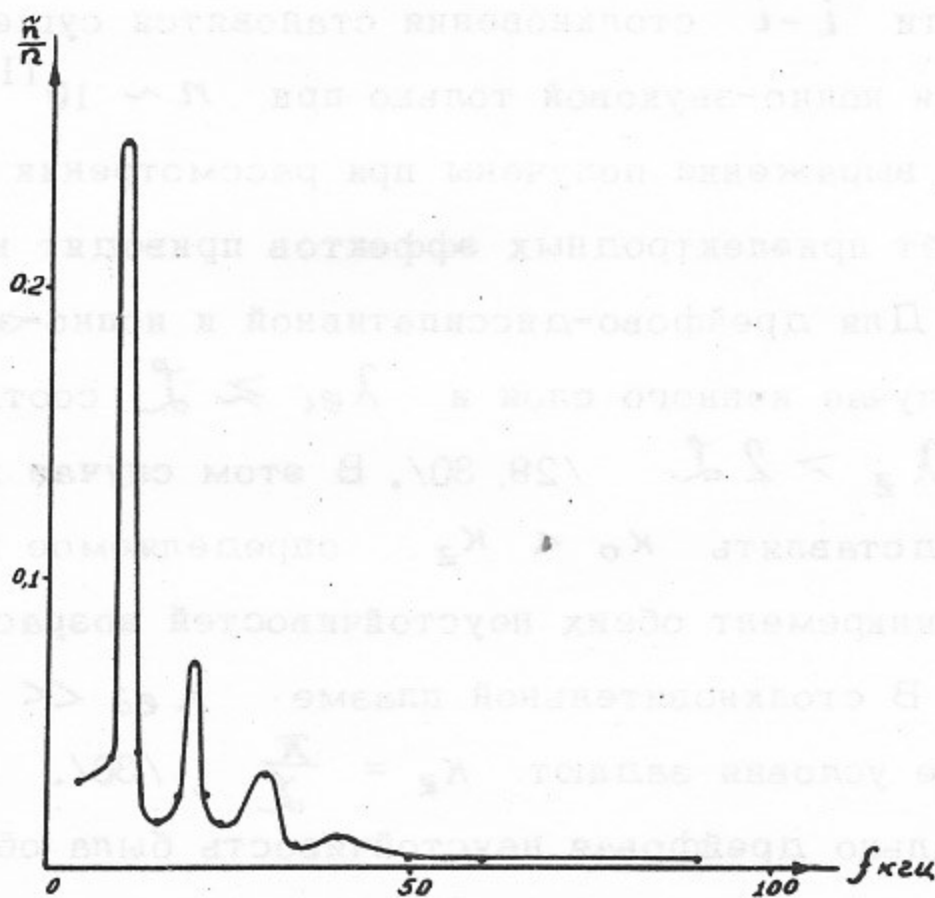


Рис.10. Спектр колебаний (дрейфовая неустойчивость). $N = 1000$ э, $n \sim 4 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, $[\tilde{n}/n] \sim 0,5$.

В спектре наблюдается несколько пиков, частоты которых находятся в отношении 1 : 2 : 3 и т.д. Частота первого пика лежит в диапазоне 7-10 кгц. Были измерены азимутальные сдвиги фаз сигналов на выделенных частотах пиков и найдены длины волн разных гармоник. Оказалось, что для первой гармоники длина волны равна длине окружности плазменного цилиндра, для второй - половине её и т.д., т.ч. фазовая скорость всех гармоник одинакова. Направление распространения совпадает с направлением ларморовского дрейфа электронов. Для определения направления распространения и фазовой скорости волн в области сплошной части спектра измерялись корреляционные функции (рис.11, 12), причём нижняя часть спектра обрезалась с помощью RC-фильтра нижних частот. Оказалось, что направление распространения также совпадает с направлением электронного дрейфа, а фазовая скорость равна скорости гармоник и составляет $\sim 7 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Из отсутствия продольного сдвига фаз можно сделать вывод, что, если волна является стоячей, то длина волны $\lambda_z \approx 2L$. Измерения продольного распределения амплитуды, проведенные в одном из экспериментов, показали, что амплитуда максимальна на $z \sim \frac{L}{2}$ и спадает к торцам, т.ч. волна, действительно, является стоячей и $\lambda_z \approx 2L$. Продольная фазовая скорость $\omega/k_z = 2Lf$ для первой гармоники оказывается равной $\sim 7 \cdot 10^5$ см/сек, т.е. $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$. Радиальный сдвиг фаз отсутствует. Амплитуда колебаний для всех гармоник минимальна на оси и имеет максимум на $z_{\text{max}} \approx R$. Было найдено, что амплитуды колебаний, измеренные по ионному и электронному току насыщения зонда, совпадают $\frac{\tilde{n}_i}{n} \approx \frac{\tilde{n}_e}{n}$, т.е. возмущения плотности квазинейтральны. Сравнение \tilde{n} и $\tilde{\varphi}$ при малых амплитудах колебаний $[\frac{\tilde{n}}{n}] < 0,2 - 0,3$ показывает, что $\frac{\tilde{n}}{n} \approx \frac{e\tilde{\varphi}}{T}$, т.е. колебания потенциальные. Сдвиг фаз между \tilde{n} и $\tilde{\varphi}$ мал - $\psi < 10^\circ$.

Таким образом, тип волн соответствует дрейфовым.

Для сравнения частоты колебаний с расчётной следует принимать во внимание вращение плазменного столба. Как уже говорилось в гл.1, скорость вращения, направленная в сторону дрейфа электронов V_D , лежит в пределах $V_E \sim 0 - 2 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ и не зависит от магнитного поля.

Было найдено, что частота колебаний в согласии с формулой (II.1) обратно пропорциональна магнитному полю ($f \propto H^{-(0,7 \div 1)}$) и пропорциональна температуре электронов (см. ниже рис.17). Сравнение измеренной частоты с расчётной ($f_{\text{расч}} = (V_D + V_E) / 2\pi z_{\text{max}}$) показывает, что они находятся в удовлетворительном согласии. Азимутальная фазовая скорость $V_\varphi = (f \cdot 2\pi z_{\text{max}} - V_E)$ также близка к расчётной V_D . Практически совпадает с расчётной и V_φ , определенная по корреляционным функциям. Так для случая (рис.11,12) $V_\varphi - V_E \sim 5 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$,

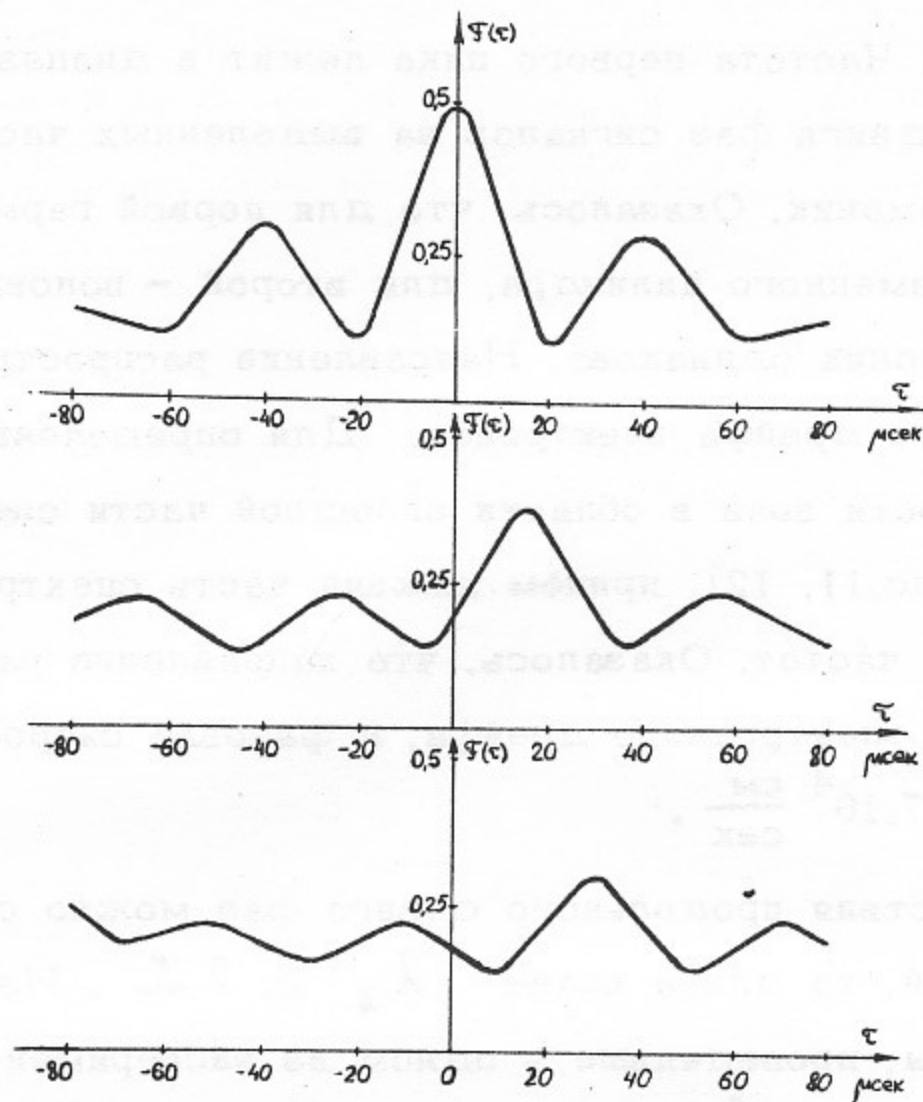


Рис.11. ВКФ колебаний на частоте ~ 3 -ей гармонике неустойчивости при разных расстояниях $\Delta\psi$ между зондами: а) $\Delta\psi = 0^\circ$ (АКФ); б) $\Delta\psi = 45^\circ$; в) $\Delta\psi = 90^\circ$.

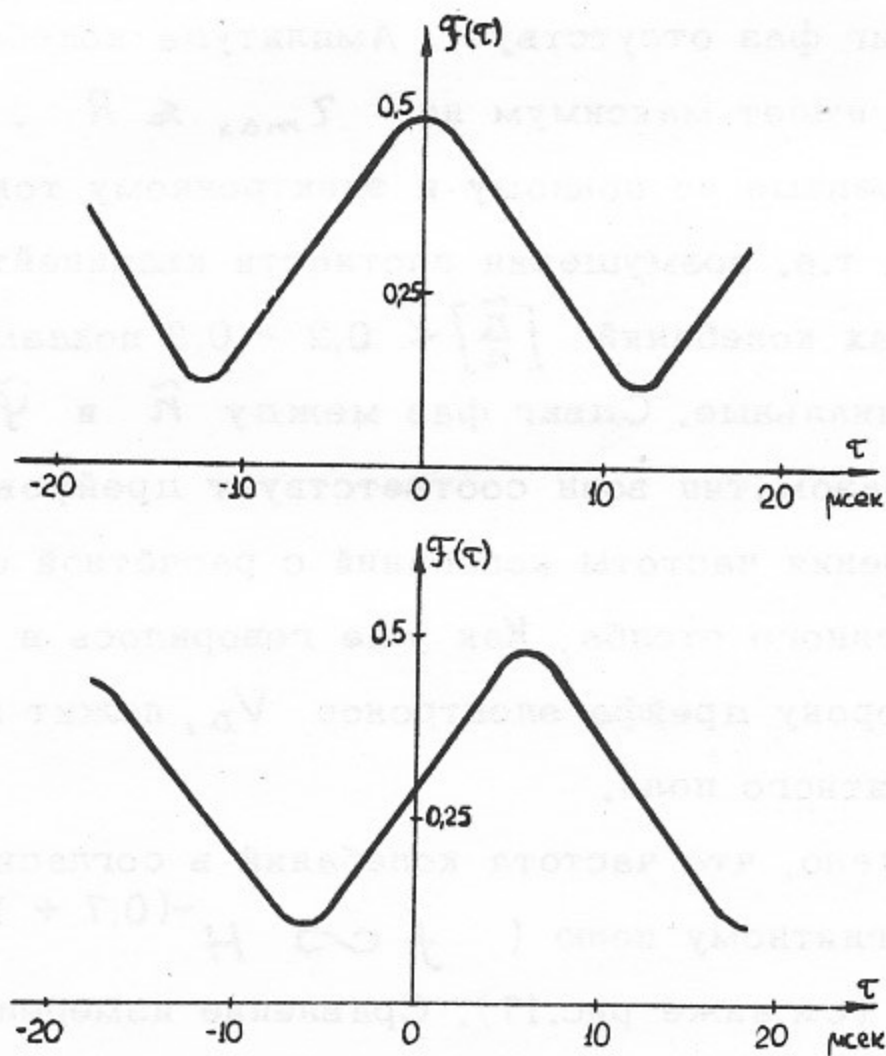


Рис.12. ВКФ колебаний на частоте ~ 10 -й гармонике неустойчивости при разных расстояниях между зондами, а) $\Delta\psi = 0^\circ$ (АКФ); б) $\Delta\psi = 18^\circ$.

$$V_D \sim 4 \cdot 10^4 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Таким образом, тип волн, направление распространения, частоты, фазовые скорости хорошо согласуются с теорией. На основании этого можно сделать вывод, что наблюдаемая неустойчивость является дрейфовой. Следует обратить внимание на то, что сдвиг фаз между колебаниями плотности и потенциала мал. Это позволяет утверждать, что наблюдаемая неустойчивость не является разновидностью желобковой (связанной, например, с вращением столба, наличием $\frac{dN}{dz}$ и т.п.), т.к. при желобковой неустойчивости сдвиг фаз $\psi \sim \frac{\pi}{2}$.

Характер неустойчивости сохраняется во всем диапазоне плотностей. Можно ожидать, что при плотностях $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ неустойчивость будет дрейфово-диссипативной. Граничные условия, связанные со слоем в этой области ($\lambda_{ei} \ll L$) не должны менять инкремент неустойчивости и условия ее возбуждения. Как уже говорилось, учёт $i-i$ - столкновений (вязкости) приводит к выводу о существовании критического магнитного поля, величина которого растёт с номером гармоники. Так как инкремент неустойчивости $\gamma \sim H^{-4}$, можно ожидать, что амплитуда гармоник будет падать с ростом магнитного поля. На рис.13 показана зависимость амплитуды 1-й и 2-й гармоник от магнитного поля. Видно, что с ростом поля амплитуда, действительно, падает. Для второй гармоники чётко видно наличие критического поля $H_c \sim 1000$ э. Расчёт критического поля по формуле (II.5) даёт $H_c \sim 800$ э, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным значением H_c . Для первой гармоники расчётное $H_c \sim 400$ э лежит вне пределов эксперимента ($H_{\min} \sim 500$ э). Таким образом, можно утверждать, что при $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ неустойчивость, действительно, является дрейфово-диссипативной. Отметим, что расчётное значение инкремента при $n \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ равно $\frac{\gamma}{\omega_*} \sim 5 \cdot 10^{-2}$.

Этот результат согласуется с экспериментом /45/, в котором проведено подробное исследование дрейфово-диссипативной неустойчивости в щелочной плазме при $n \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, тщательно изучены условия возбуждения и найдено, что зависимость H_c от K_y, n, M находится в хорошем согласии с теорией и описывается формулой (II.5).

Неустойчивость в области малых плотностей отождествить с бесстолкновительной дрейфовой нельзя, т.к. согласно /29, 30/, инкремент неустойчивости в области $\lambda_{ei} \geq L$ должен сильно зависеть от условий в слое. Это подтверждается сильной зависимостью амплитуды колебаний от глубины ионного слоя. Наличие слоя должно приводить также к росту декремента, связанного с $i-i$ - столкновениями. Можно ожидать, что в режиме ионного слоя в области малых плотностей неустойчивость будет ближе к диссипативной, чем к бесстолкновительной. Действительно, зависимость

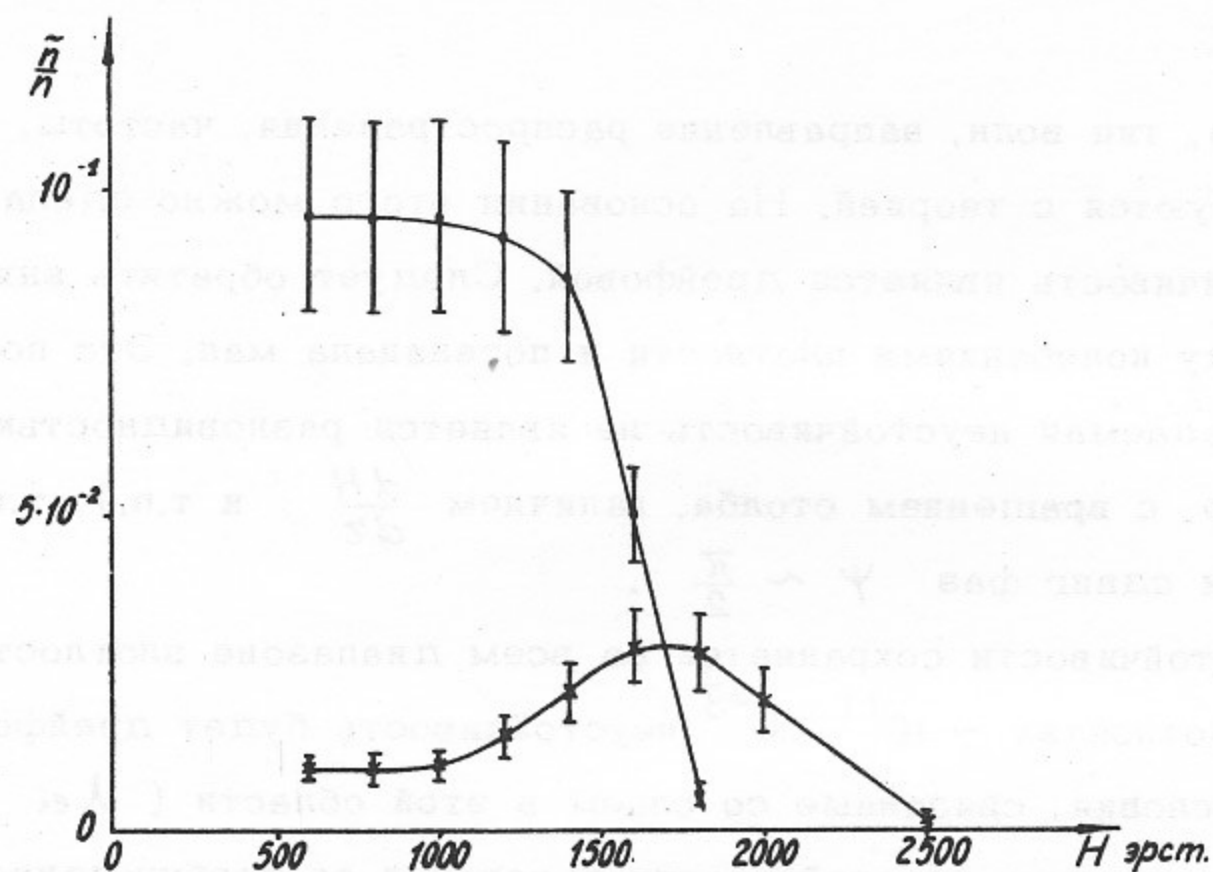


Рис.13. Зависимость амплитуды гармоник от магнитного поля.
 • - 1-я гармоника; × - 2-я гармоника.

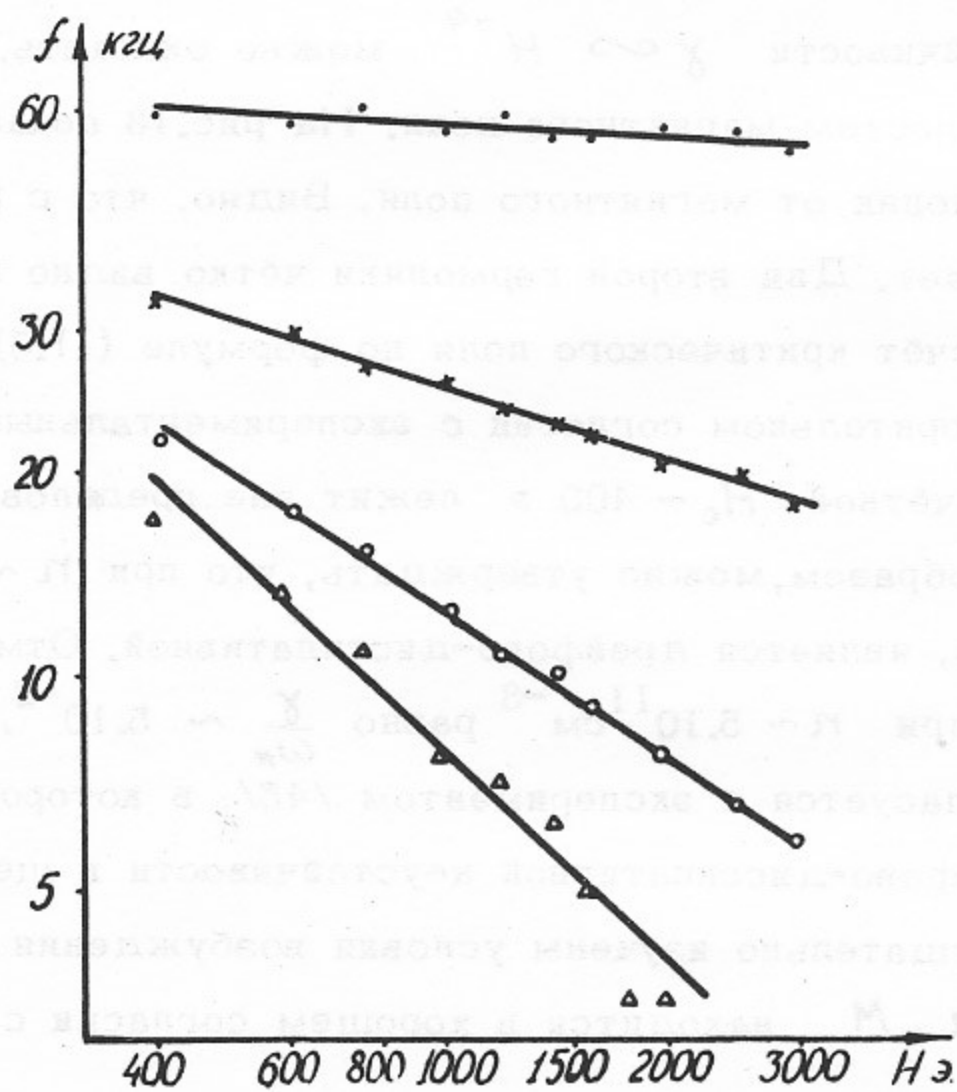


Рис.14. Зависимость частоты колебаний от магнитного поля при разных диаметрах плазменного столба.
 • - 9,5 мм; × - 16 мм; о - 38 мм; ▲ - 50 мм.

амплитуды гармоник от магнитного поля в этой области оказывается близкой к зависимости (рис.13).

2.2. Ионно-звуковая неустойчивость сильно-неоднородной плазмы /35, 18, 58/

Условия эксперимента: $L = 36$ см, $2R = 0,9 - 5$ см, $H \sim 1000$ э, $n \sim 4 \cdot 10^9$ см⁻³.
 При этом $\beta < \frac{m}{M} \ll 1$; $\lambda_{ei}/L \sim 0,5$; $\rho_{ni}/a \sim 0,2 - 1,5$.

Было исследовано поведение дрейфовой неустойчивости при изменении диаметра плазменного столба, т.е. при изменении отношения ρ_{ni}/a (v_D/c_s). Изменение параметра неоднородности a показало, что при уменьшении диаметра от 5 до 0,7 см ρ_{ni}/a ($H = 1000$ э) меняется от 0,2 до 1-2 (обычно $a \sim R$). Оказалось, что при уменьшении диаметра частота колебаний возрастает обратно-пропорционально диаметру. Характер волн, направление распространения при разных диаметрах сохраняются. Зависимость частоты колебаний от магнитного поля оказывается различной при разных диаметрах (рис.14) - при больших диаметрах ($\rho_{ni}/a < 1$) $f \propto H^{-1}$, при уменьшении диаметра зависимость ослабляется, при малых диаметрах ($\rho_{ni}/a \approx 1$) - частота практически не зависит от магнитного поля.

Типичный спектр колебаний для случая $\rho_{ni}/a \sim 1,5$ показан на рис.15. Частота первой гармоники $\sim 50-60$ кгц несколько превосходит ω_{ni} . Волны распространяются по азимуту в сторону ларморовского дрейфа электронов, длины волн гармоник кратны длине окружности плазменного цилиндра. Азимутальная фазовая скорость одинакова для всех гармоник и равна $\sim 10^5$ см/сек, т.е. практически совпадает со скоростью ионного звука $C_s = 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ при $T_e = 0,2$ эв. Частота колебаний хорошо описывается формулой $\omega = k_y C_s$. Продольный сдвиг фаз отсутствует, так что $\lambda_z \approx 2L$ и $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$. Радиальный сдвиг фаз отсутствует, амплитуда максимальна вблизи края столба, так что $z_{\text{max}} \sim R$. При малых амплитудах выполнено соотношение $\tilde{n}/n \approx e\tilde{\varphi}/T$, т.е. колебания потенциальны. Сдвиг фаз между \tilde{n} и $\tilde{\varphi}$ мал - меньше 10° .

Таким образом, можно утверждать, что при малых диаметрах плазменного столба, когда выполнено условие $\rho_{ni}/a > 1$ ($v_D > C_s$), наблюдается ионно-звуковая неустойчивость неоднородной плазмы /42, 38/. Можно утверждать также, что дрейфовая неустойчивость при увеличении отношения ρ_{ni}/a (v_D/c_s) плавно переходит в ионно-звуковую.

Отметим, что амплитуда колебаний в этом случае также зависит от характера слоя: в режиме электронного слоя колебаний практически нет, с ростом глубины ионного слоя амплитуда растёт, достигая величины $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$. Это согласуется с результатами /30/, где показано, что инкремент ионно-звуковой неустойчивости должен возрастать с увеличением глубины ионного слоя.

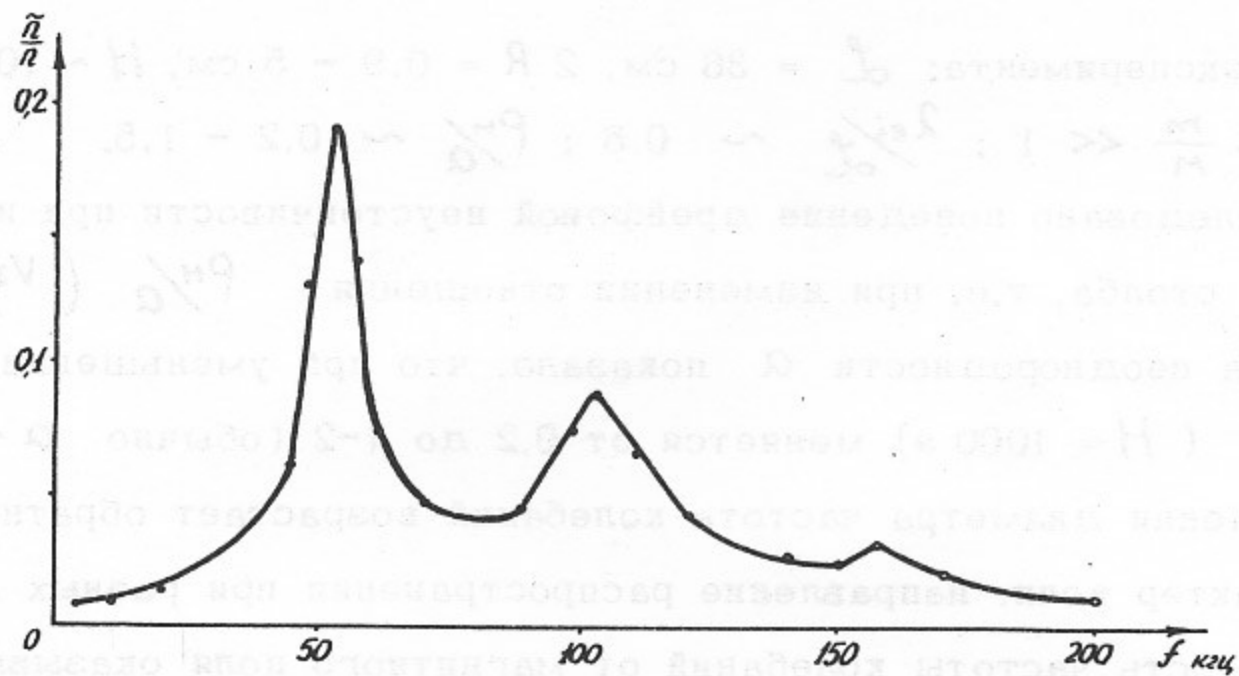


Рис.15. Спектр колебаний (неустойчивость сильно-неоднородной плазмы).

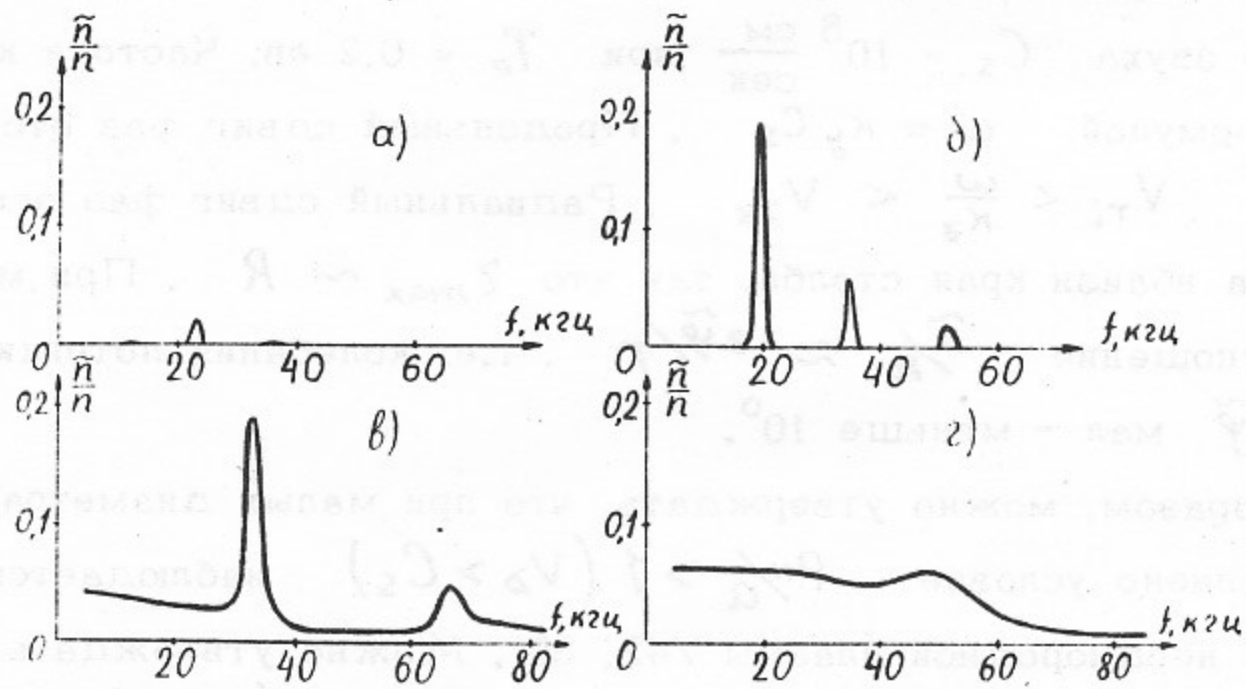


Рис.16. Спектры колебаний при различных температурах электронов (неустойчивость нагретой плазмы). а) 0,2 эв; б) 4 эв; в) 30 эв; г) 50 эв.

2.3. Ионно-звуковая неустойчивость нагретой плазмы /19, 59, 60/.

Условия эксперимента: $L = 80$ см, $2R = 4$ см, $H \sim 800$ э,
 $n \sim 10^9 - 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_e \sim 0,2 - 50$ эв, режим электронного слоя. При этом
 $\beta \ll 1$, $\lambda_{ei}/L \sim 1 - 10^4$, $\rho_{H/a} \sim 0,2 - 3$.

Было исследовано поведение дрейфовой неустойчивости при увеличении температуры электронов, т.е. увеличении отношения $\rho_{H/a} (V_D/c_s)$. Как будет показано ниже (гл.1У), электронный пучок возбуждает в плазме высокочастотные колебания, взаимодействие с которыми приводит к нагреву электронов плазмы (возрастает продольная температура T_e). Изменяя мощность пучка, можно изменять температуру. В отсутствие пучка амплитуда колебаний мала $[\tilde{n}/n] \approx 5 \cdot 10^{-2}$, обычно наблюдается вторая гармоника дрейфовой неустойчивости малой амплитуды. С ростом температуры электронов появляется первая гармоника, возрастает частота и амплитуда колебаний (рис.16). При $T_e \sim 40 - 50$ эв частота первой гармоники $\sim 40-50$ кгц несколько превышает ω_{Hi} . Во всем диапазоне температур характер волн сохраняется, длины волн гармоник кратны длине окружности плазменного цилиндра, волны распространяются по азимуту в сторону ларморовского дрейфа электронов, продольный сдвиг фаз отсутствует, т.ч. $\lambda_z \sim 2L$ и $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$, амплитуда максимальна обычно вблизи края столба, т.е. $z_{max} \sim R$.

Зависимость частоты колебаний от температуры электронов показана на рис.17 (частота колебаний определялась, как разность экспериментально измеренной частоты и частоты вращения $c \frac{E_z}{H} \frac{1}{2\pi R}$). Отметим, что отношение $\rho_{H/a}$ возрастает с ростом T_e и становится равным 1 ($V_D \approx c_s$) при $T_e \sim 7$ эв. т.о. область малых температур ($T_e < 7$ эв) соответствует $\rho_{H/a} < 1$, больших - $\rho_{H/a} > 1$. Видно, что при малых T_e частота колебаний \sim пропорциональна T_e и по величине близка к дрейфовой (прямая 1). С увеличением T_e зависимость $f(T_e)$ ослабляется, приближаясь к $\sqrt{T_e}$, а частота приближается к ионно-звуковой (прямая 2).

Зависимость частоты от магнитного поля показана на рис.18. При малых температурах $f \propto H^{-(0,6-1)}$, при увеличении T_e зависимость ослабляется, при $T_e > 10-15$ эв частота практически не зависит от магнитного поля.

Таким образом, можно утверждать, что при увеличении температуры электронов (увеличении $\rho_{H/a} = V_D/c_s$) дрейфовая неустойчивость плавно переходит в ионно-звуковую /42, 38/.

Следует отметить, что в этом эксперименте, выполненном на установке длиной 80 см, дрейфовая неустойчивость наблюдается в режиме электронного слоя. Это согласуется с результатами экспериментов /45, 61/, выполненных на установке длиной

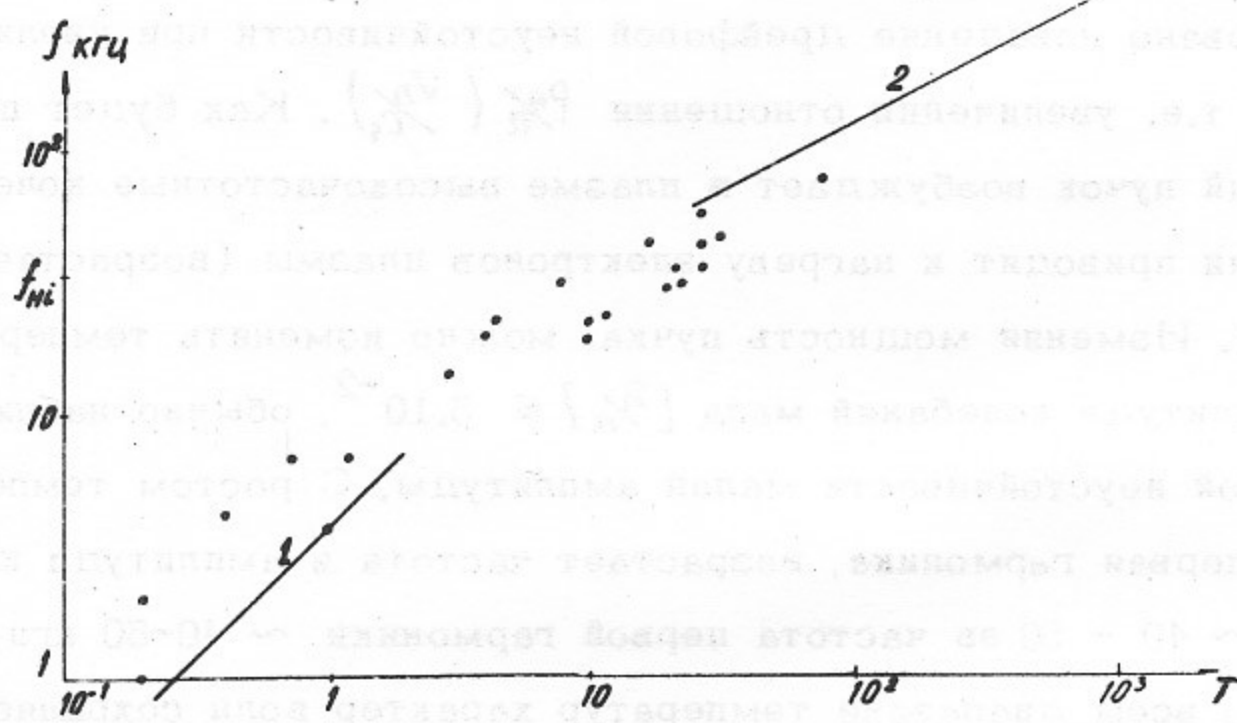


Рис.17. Зависимость частоты колебаний от температуры электронов.

$$1 - f = \frac{V_D}{2\pi R} \quad , \quad 2 - f = \frac{C_S}{2\pi R} .$$

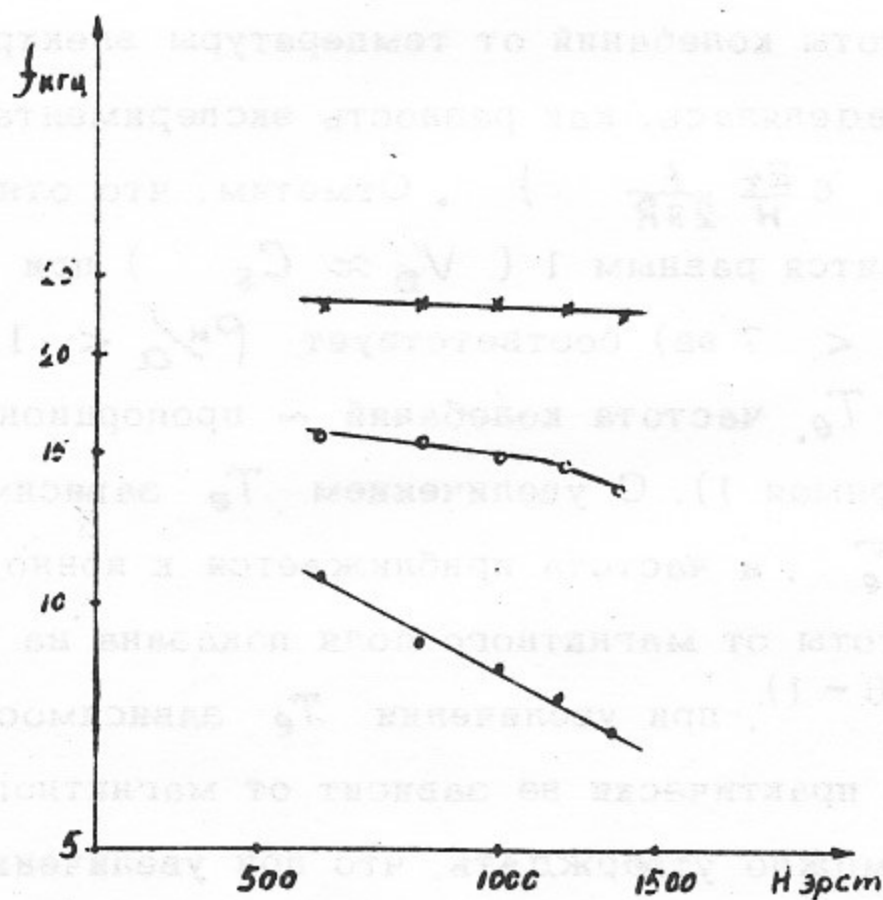


Рис.18. Зависимость частоты колебаний от магнитного поля при разных T_e .

• — 0,2 эв, о — 7 эв, х — 12 эв.

≈ 100 см. Т.о. можно утверждать, что возбуждение дрейфовых волн не является следствием неустойчивости ионного слоя. Отсутствие дрейфовой неустойчивости в более коротких системах можно объяснить малостью инкремента. Действительно, $\gamma \propto k_z^{-2} \propto L^2$, т.к. в режиме электронного слоя $k_z = \pi/L$.

Следует также отметить, что с ростом температуры уменьшается частота $e-i$ - столкновений ($\nu_{ei} \propto T^{-3/2}$), так что отношение $\nu_{ei}/k_z V_{Te}$ уже при температурах $\lesssim 1$ эв становится малым. Таким образом, в этом случае наблюдается бесстолкновительная неустойчивость неизотермической плазмы.

3. Турбулентное состояние плазмы, нелинейные колебания

3.1. Дрейфовая неустойчивость /13, 25, 58/

Условия эксперимента $L = 36$ см, $2R \sim 4$ см, $N \sim 1000$ э,
 $n \sim 4 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, режим ионного слоя.

Как уже отмечалось, в режиме электронного слоя амплитуда шумов в спектре не превышает величины $\frac{\tilde{n}}{n} \sim 10^{-3}$. При переходе в режим ионного слоя амплитуда колебаний возрастает.

При увеличении глубины ионного слоя в спектре выделяются гармоники, длины волн которых кратны окружности плазменного столба. Амплитуда гармоник растет с ростом глубины слоя. При малых амплитудах ($[\tilde{n}/n] \lesssim 0,1$) колебания практически регулярны - время корреляции превосходит 50-60 периодов. Форма колебаний почти синусоидальная. Колебания скоррелированы по всему столбу. При увеличении амплитуды колебаний время корреляции уменьшается, изменяется форма колебаний. При $[\tilde{n}/n] \sim 1$ колебания имеют почти пилообразную форму (рис.19). Время корреляции при $N=1000$ э оказывается равным ~ 6 периодам (рис.20). Как видно из осциллограммы (рис.21) потеря корреляции связана со срывами фазы колебаний. Детальный анализ области срыва фазы показывает, что здесь появляются колебания с частотами,

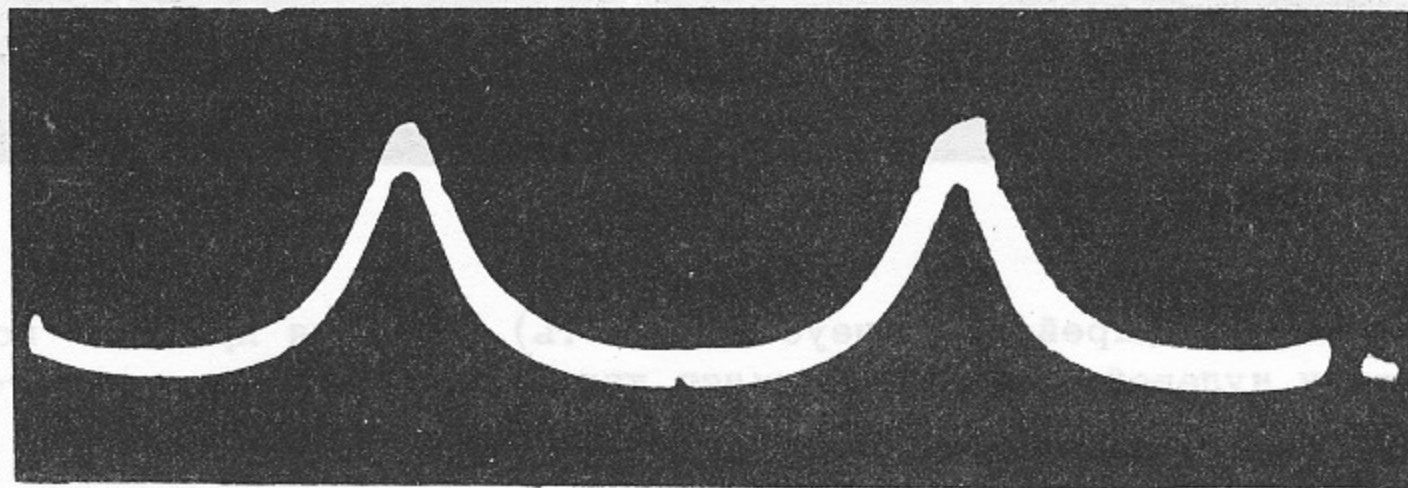


Рис.19. Колебания плотности (дрейфовая неустойчивость). $[\tilde{n}/n] \sim 1$. Стрелкой указан нулевой уровень плотности.

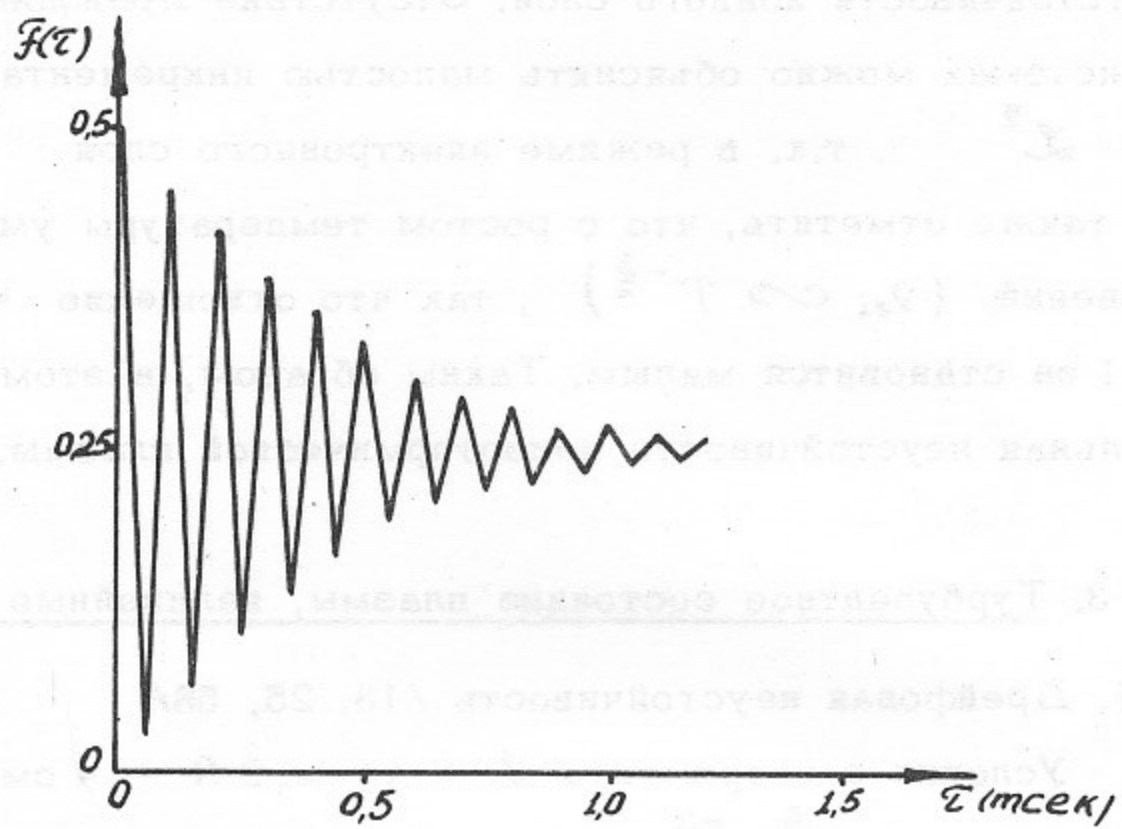


Рис.20. АКФ полного сигнала. $\left[\frac{\tilde{n}}{n} \right] \sim 1$.

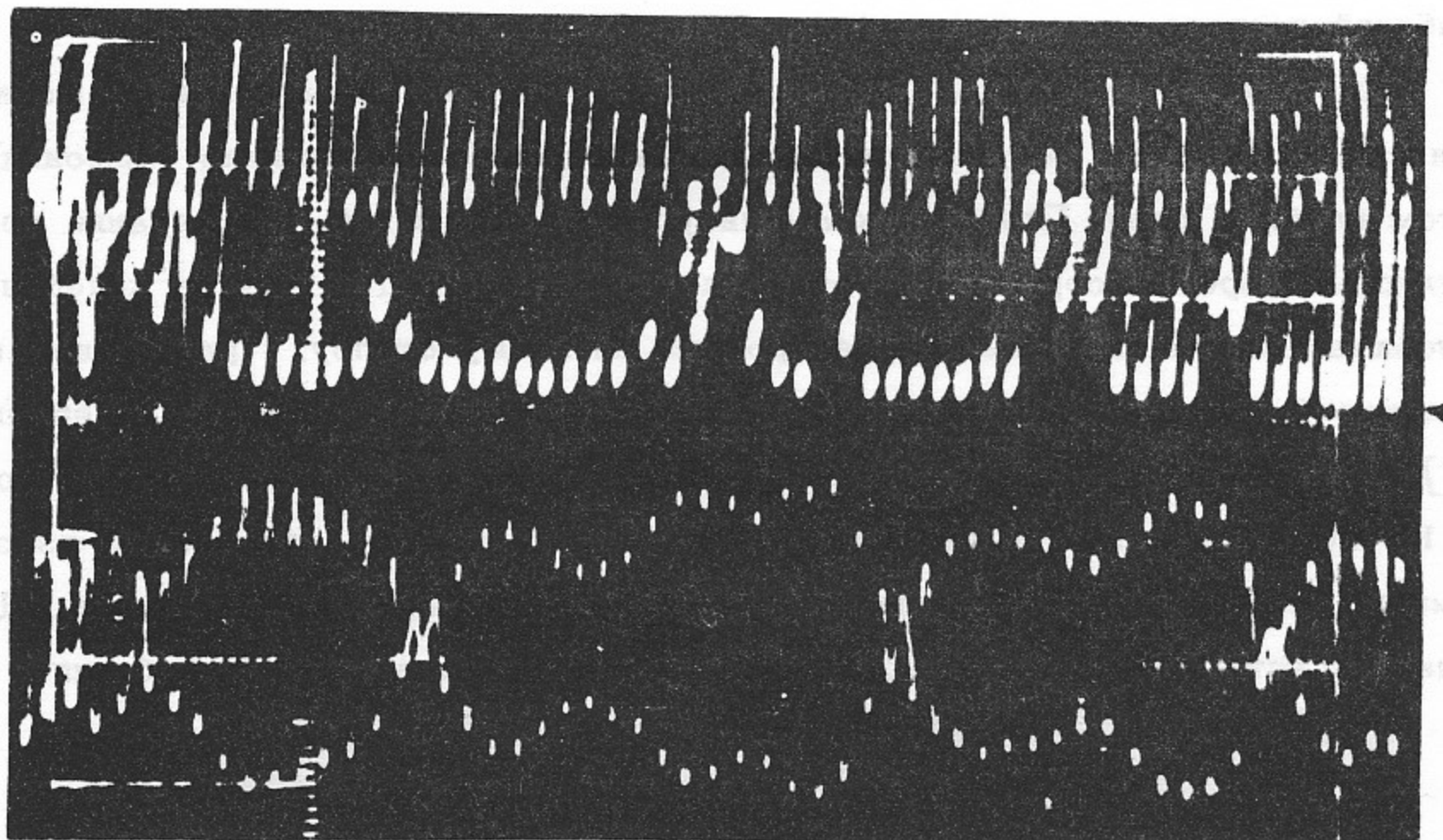


Рис.21. Колебания плотности (дрейфовая неустойчивость). Верхняя кривая - полный сигнал (стрелкой указан нулевой уровень), нижняя кривая - колебания на частоте первой гармоники. $\left[\frac{\tilde{n}}{n} \right] \sim 1$.

соответствующими второй (реже третьей) гармонике. Колебания скоррелированы по всему столбу (по длине, радиусу и азимуту).

Таким образом, развитая дрейфовая неустойчивость проявляется в возбуждении нелинейных колебаний и не приводит к развитию турбулентности.

В последние годы появилось заметное число теоретических работ, посвященных исследованию дрейфовых волн конечной амплитуды /62-67, 46/. В работах /46, 65-67/ для дрейфово-диссипативной и ионно-звуковой неустойчивости при наличии $i-i$ -затухания показана возможность существования стационарных почти гармонических или (при других условиях) пилообразных колебаний малой амплитуды. Согласно /46/, первый случай осуществляется, когда в линейном приближении неустойчива только одна-две гармоники, второй - когда неустойчив набор гармоник. Возможность существования стационарных гармонических и пилообразных дрейфовых волн теоретически показана также в работах /62, 63/. Механизм установления стационарных колебаний заключается в компенсации "линейного" нарастания данной гармоники перекачкой по спектру в результате распадного взаимодействия гармоник (для дрейфовых волн распадное взаимодействие возможно /38/). При наличии $i-i$ -затухания "нелинейно возбужденные" высшие гармоники затухают.

В нашем эксперименте таким образом можно объяснить существование стационарных почти гармонических колебаний малой амплитуды. Более детальное сравнение с теорией возможно для эксперимента Хендела и др. /45/, который проводился в широком диапазоне магнитных полей, причём, в согласии с линейной теорией, различные гармоники наблюдались в различных по полю областях. В каждой области (от первой до пятой гармоники) наблюдались стационарные почти гармонические колебания малой амплитуды. Расчёт /65, 66/ с учётом взаимодействия гармоник и $i-i$ -затухания хорошо описывает спектр стационарных колебаний, однако, расчётная амплитуда существенно превосходит экспериментально наблюдаемую, на основании чего можно сделать вывод, что в теории учтены не все механизмы затухания. Возможно, следует учитывать эффекты типа захвата частиц волной конечной амплитуды, на что указано в работах /68-71/.

Устойчивость нелинейных колебаний большой амплитуды теоретически не рассматривалась. Однако, при анализе экспериментальных результатов можно обратить внимание на следующее. В работах /65-67/ отмечается, что "линейно" устойчивые гармоники неустойчивы относительно возмущений достаточно большой амплитуды, причём вблизи "линейной" границы устойчивости какой-либо гармоники колебания могут оказаться неустойчивыми относительно перекачки энергии в эту гармонику. Возможно, этими эффектами можно объяснить наблюдаемые нами срывы фазы с возбуждением

второй гармонике, поскольку эксперимент проводится вблизи "линейной" границы возбуждения второй гармонике ($H \sim H_c$). Эффект перекачки при колебаниях малой амплитуды наблюдался в экспериментах /72/ (дрейфовая неустойчивость в щелочной плазме). Было обнаружено, что при подходе к границе возбуждения гармоники энергия скачком переходит из предыдущей гармоники в неё.

3.2. Ионно-звуковая неустойчивость сильно-неоднородной плазмы /18, 58, 73/.

Условия эксперимента $L = 36$ см, $2R \sim 0,9$ см,
 $N \sim 1000$ э, $n \sim 4 \cdot 10^9$ см⁻³, режим ионного слоя.

Развитие неустойчивости имеет тот же характер, что и в случае дрейфовой. В режиме электронного слоя амплитуда колебаний мала $[\tilde{n}/n] \lesssim 10^{-2}$. С увеличением глубины ионного слоя возрастает амплитуда и появляются выделенные гармоники. При малых амплитудах колебания имеют регулярный характер, с увеличением амплитуды время корреляции падает. При $[\tilde{n}/n] \sim 1$ время корреляции составляет ~ 4 периода (рис.22) и определяется срывами фазы колебаний (рис.23) и появлением высокочастотных гармоник (рис.24). Амплитуда высокочастотных колебаний \tilde{n}/n обычно меньше 0,1, частота их не превышает ω_{ci} . Форма колебаний в некоторых случаях близка к пилообразной (рис.25). Колебания на основной частоте скоррелированы по азимуту, радиусу и длине. Таким образом, и в этом случае возбуждаются нелинейные колеба-

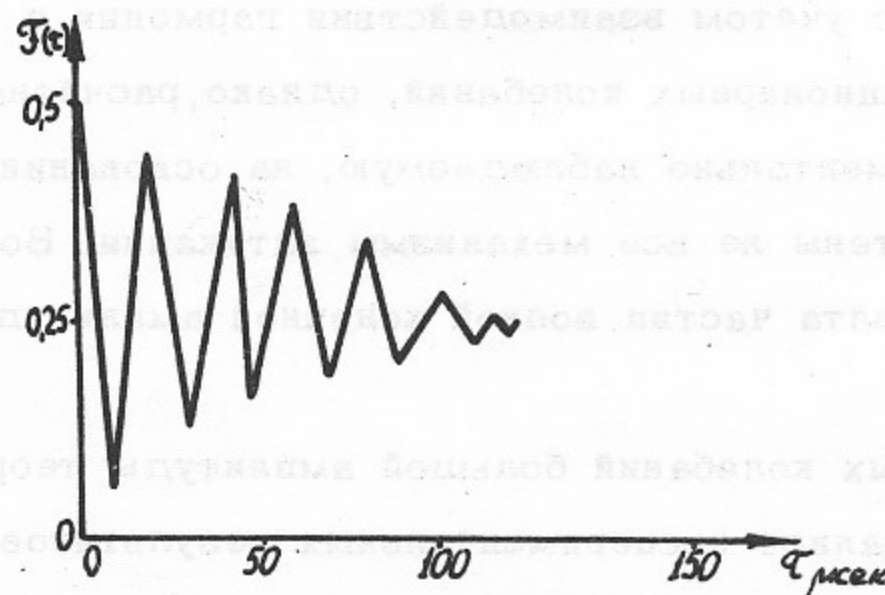


Рис.22. АКФ полного сигнала (ионно-звуковая неустойчивость), $[\tilde{n}/n] \sim 1$.

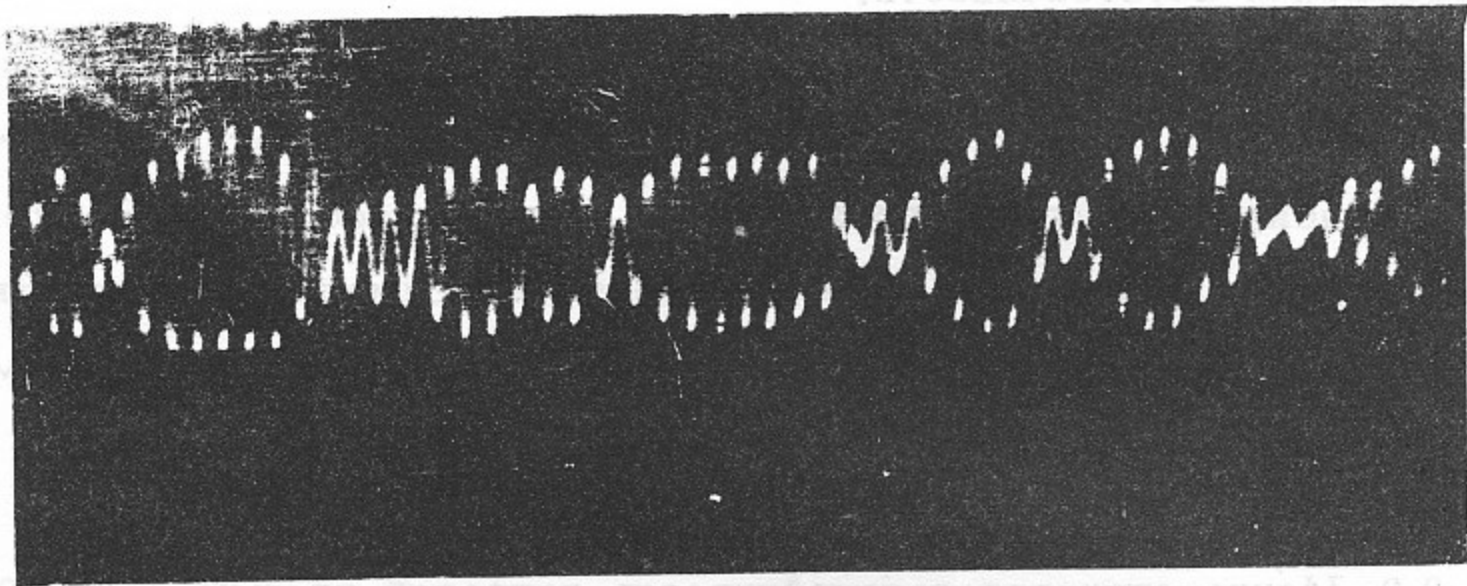


Рис.23. Колебания плотности на частоте первой гармоники (ионно-звуковая неустойчивость). $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$.

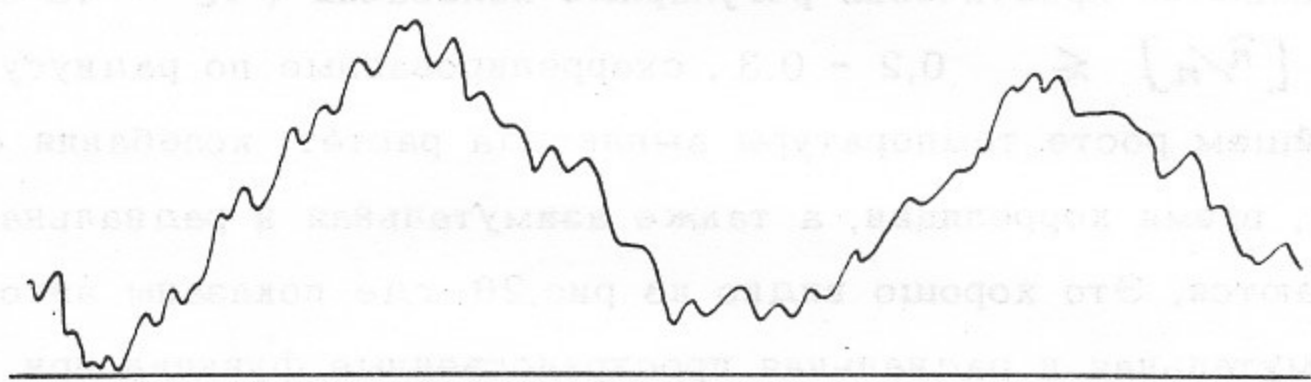


Рис.24. Колебания плотности (полный сигнал). $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$.

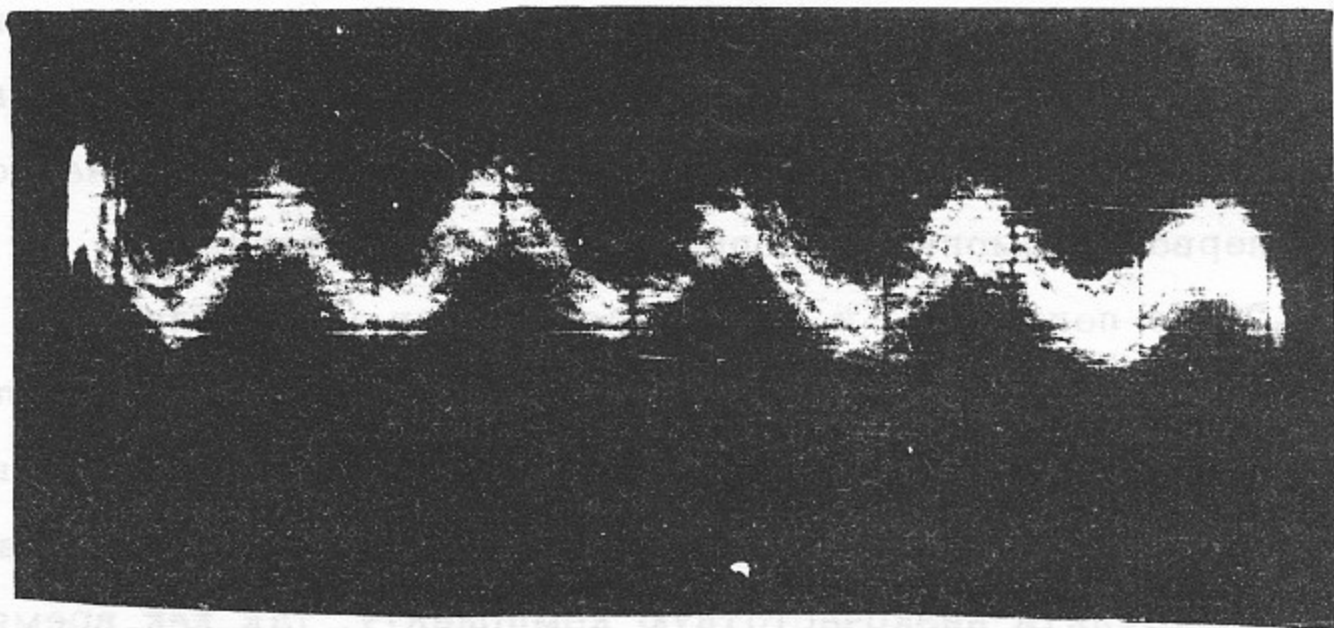


Рис.25. Колебания плотности (полный сигнал). $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$.

ния, хотя степень хаотичности при $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$ несколько выше (время корреляции меньше), чем при дрейфовой неустойчивости.

Эти результаты, по-видимому, можно трактовать аналогично случаю дрейфовых колебаний. Следует, однако, отметить, что при $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ $i-i$ -столкновения не должны стабилизировать ионно-звуковую неустойчивость (см. Введение гл. I I). Поскольку инкремент нарастания этой неустойчивости максимален для коротковолновых колебаний ($\gamma \propto k_y^2$), можно ожидать появления высокочастотных гармоник, что действительно наблюдается (рис. 24).

3.3. Ионно-звуковая неустойчивость нагретой плазмы /19, 60/.

Условия эксперимента: $L = 80 \text{ см}$, $2R \sim 4 \text{ см}$, $N \sim 800 \text{ э}$,
 $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 0,2 - 50 \text{ эв}$, режим электронного слоя.

В области дрейфовой неустойчивости ($T_e < 7 \text{ эв}$) и вплоть до температур $\sim 20-30 \text{ эв}$ возбуждаются практически регулярные колебания ($\tau_c \sim 15-50$ периодов) малой амплитуды $[\frac{\tilde{n}}{n}] \lesssim 0,2 - 0,3$, скоррелированные по радиусу, азимуту и длине. При дальнейшем росте температуры амплитуда растёт, колебания становятся более хаотическими, время корреляции, а также азимутальная и радиальная длина корреляции уменьшаются. Это хорошо видно из рис. 26, где показаны автокорреляционная функция, азимутальная и радиальная пространственные функции при $T_e \sim 35$ и 45 эв . Корреляция вдоль оси столба сохраняется. Анализ осциллограмм (рис. 27) показывает, что с ростом температуры помимо первой гармоники случайным образом начинает возбуждаться вторая (рис. 27б) и более высокие (рис. 27в), а это приводит к срывам фазы и случайным изменениям периода колебаний. Именно высокочастотные колебания приводят к уменьшению времени и длины корреляции. Это можно видеть по взаимным корреляционным функциям рис. 28. Действительно, из рис. 28а видно, что корреляционная функция определяется двумя системами колебаний - низкочастотными ($f \sim 50 \text{ кгц}$ - частота первой гармоники), корреляция которых теряется \sim за $5T \sim 100 \text{ мсек}$ (на рис. 28 не показано), и высокочастотными (пик вблизи $\tau = 0$), корреляция которых теряется \sim за 5 мсек . Отметим, что высокочастотные колебания распространяются по азимуту с той же фазовой скоростью, что и низкочастотные, (это доказывает сдвиг максимума ВКФ на рис. 28). При больших температурах (рис. 28б) уже не удается выделить низкочастотную компоненту, так как время корреляции $\sim 5 \text{ мсек}$ определяется высокочастотной компонентой.

В области $T_e \gtrsim 40 \text{ эв}$ достигается состояние развитой турбулентности. Статистическая обработка осциллограмм колебаний показывает, что распределение плот-

ности вероятности амплитуд является гауссовским. Время корреляции в несколько раз меньше периода колебаний первой гармоники, радиальная и азимутальная длина корреляции оказывается \sim одинаковой $l_c \sim 1$ см, что соответствует длине волны \sim десятой гармоники (рис.26 пунктирные кривые). Вдоль оси столба колебания скоррелированы, сдвига фаз нет, так что спектр по продольным фазовым скоростям узок, возбуждается практически одна гармоника $\lambda \sim 2L$. Таким образом, турбулентность имеет анизотропный характер и проявляется в виде вытянутых вдоль магнитного поля пульсаций плотности и потенциала.

Измерение взаимных корреляционных функций (рис.28) позволяет сделать вывод, что и в режиме развитой турбулентности волны распространяются по азимуту в сторону ларморовского дрейфа электронов, причём в режиме рис.28 азимутальная фазовая скорость близка (несколько меньше) к скорости ионного звука. Максимум радиальных ВКФ лежит при $\tau = 0$, т.ч. радиальной фазовой скорости волны не имеют.

Амплитуда колебаний плотности при развитой турбулентности $[\tilde{n}/n] \sim 1$. Предполагая, что колебания потенциальны, можно найти амплитуду нерегулярных электрических полей $\tilde{E} \sim \tilde{\varphi}/l_c \sim 40$ в/см. При этом $\tilde{E}^2/\delta n n T_e \sim 10^{-2} - 10^{-3}$.

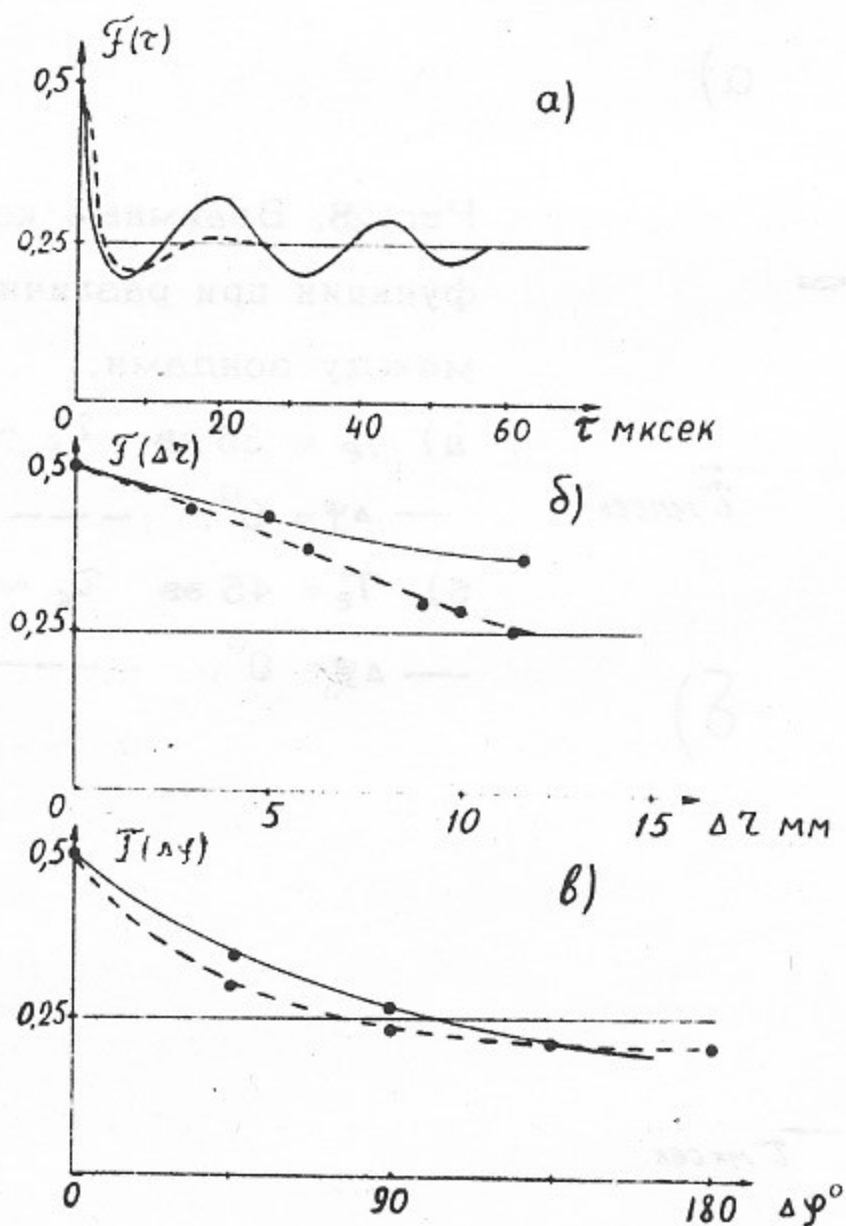


Рис.28. а) Автокорреляционные, б) азимутальные и в) радиальные корреляционные функции колебаний плотности. — $T_e = 35$ эв, ---- $T_e = 45$ эв.

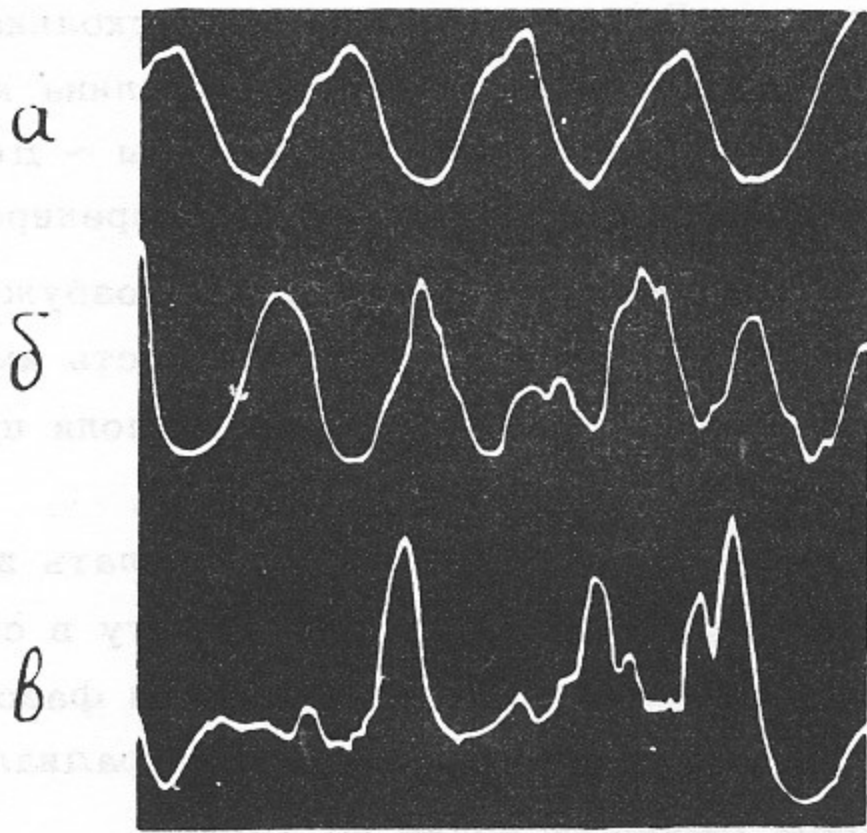


Рис.27. Колебания плотности.

- а) $T_e \sim 15$ эв, $\tau_c \sim 15 T$, $20 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$;
 б) $T_e \sim 40$ эв, $\tau_c \sim 4 T$, $10 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$;
 в) $T_e \sim 50$ эв, $\tau_c \sim T$, $10 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$.

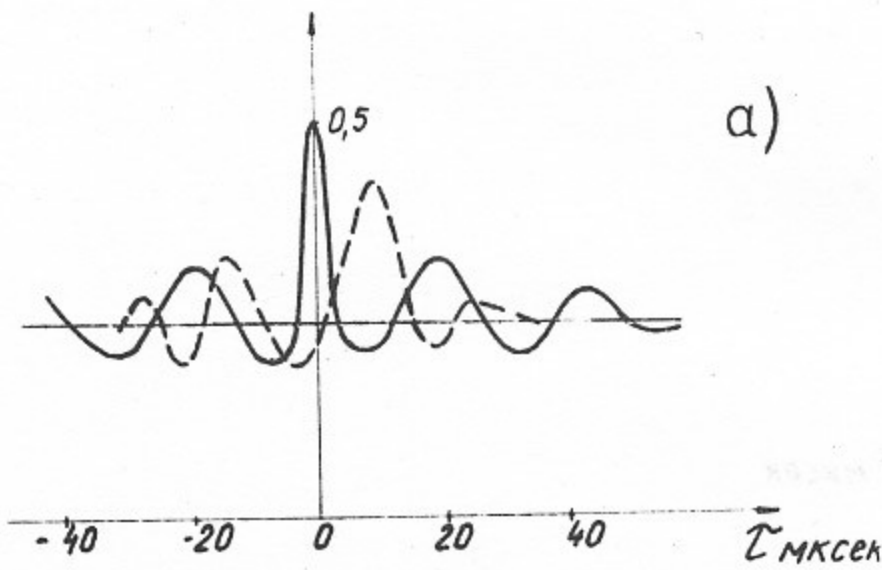
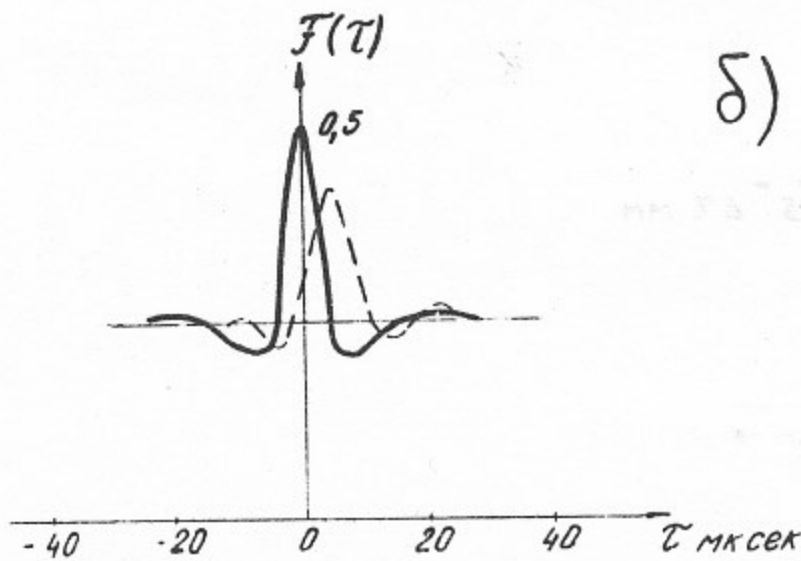


Рис.28. Взаимные корреляционные функции при различных расстояниях между зондами.

- а) $T_e = 35$ эв, $\tau_c \sim 5 T$,
 — $\Delta\psi = 0^\circ$, --- $\Delta\psi = 90^\circ$.
 б) $T_e = 45$ эв, $\tau_c \sim 1 T$,
 — $\Delta\psi = 0^\circ$, --- $\Delta\psi = 45^\circ$.



4. Диффузия поперёк магнитного поля

4.1. Дрейфовая неустойчивость /25, 26, 58/.

Условия эксперимента: $\mathcal{L} = 36$ см, $H \sim 1000$ э,
 $n \sim 4 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, режим ионного слоя.

В режиме электронного слоя, когда амплитуда колебаний мала, коэффициент диффузии оказывается малым. При $n \sim 10^9 - 10^{10}$ см $^{-3}$ $D \approx 5-10 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (точность измерений позволяет найти только верхний предел D), при этом $D_{ei} \sim 1-10 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$.

При $n \sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$ была снята зависимость $D(H)$, рис.29. Видно, что по зависимости от H и абсолютной величине коэффициент диффузии совпадает с классическим. Таким образом, в отсутствие колебаний диффузия является классической.

С ростом амплитуды колебаний коэффициент диффузии возрастает. Из рис.30 видно, что D растёт примерно как $[\frac{\tilde{n}}{n}]^2$. При $H = 1000$ э и $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$ $D \sim 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (среднее значение по измерителю $D = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, по продольному градиенту $D = (2,1 \pm 0,4) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$). Таким образом, коэффициент

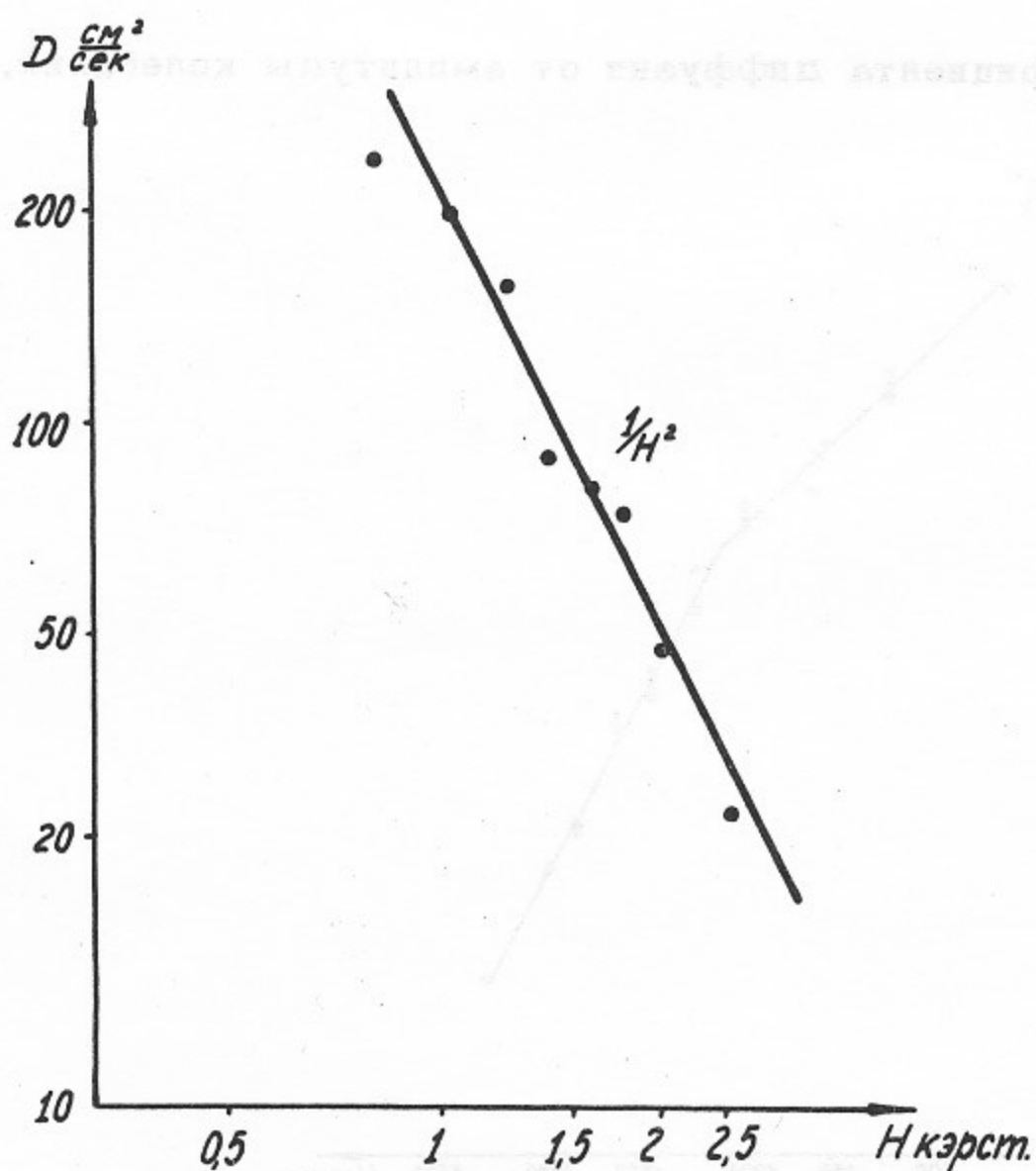


Рис.29. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля в отсутствие неустойчивости. $n \sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $[\frac{\tilde{n}}{n}] < 10^{-2}$. — — — — — D_{ei} .

диффузии на три порядка превосходит классический и при $H=1000$ э по абсолютной величине близок к Бомовскому $D_B = \frac{c T_e}{16 e H} = 2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Зависимость от H , однако, оказывается более сильной, чем H^{-1} (рис.31). Видно, что ниже $H_0 \sim 1100-1200$ э $D \propto H^{-2}$, при более высоких полях $D \propto H^{-4}$. Оказалось, что H_0 совпадает с полем, при котором начинает уменьшаться амплитуда первой гармоники (рис.13).

Был исследован механизм переноса плазмы поперёк магнитного поля. Оказалось, что ток на измерительный зонд, расположенный вне столба плазмы, имеет вид пиков (выбросов), находящихся в фазе с максимумом плотности в волне (рис.32,33), причём в отсутствие колебаний (режим электронного слоя) выбросов нет. Выброс происходит одновременно по всей длине (нет продольного сдвига фаз) и бежит вместе с волной по азимуту. Такая картина позволяет предполагать, что перенос плазмы поперёк магнитного поля связан с её дрейфом в поле волны, т.е. диффузия имеет конвективный характер. В этом случае поток поперёк магнитного поля для синусоидальных колебаний

$$j_{\perp} \equiv \langle \tilde{n} \frac{c \tilde{E}}{H} \rangle = \frac{1}{2} K_y \frac{c}{H} \tilde{n} \tilde{\varphi} \sin \psi \quad (\text{II.6})$$

где ψ - сдвиг фаз между \tilde{n} и $\tilde{\varphi}$; а коэффициент диффузии

$$D_z \equiv j_{\perp} / \frac{dn}{dz} = \frac{1}{2} K_y \left(\frac{\tilde{n}}{n} \right)^2 \frac{c T_e}{e H} a_z \sin \psi_z \quad (\text{II.7})$$

Индекс z указывает, что значение величины взято на радиусе z .

Согласно этим формулам поток отличен от нуля только в случае, когда отличен от нуля сдвиг фаз ψ , т.е. в случае неустойчивости /38/. Действительно, оказалось, что при возбуждении дрейфовых волн внешним генератором возрастания диффузии не наблюдается, хотя амплитуда колебаний менялась в 10-20 раз, достигая величины $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$ /13/.

При развитии дрейфовой неустойчивости зависимость коэффициента диффузии от амплитуды колебаний согласуется с зависимостью (II.7). Сравнение абсолютной величины D с оценкой по формуле (II.7) возможно только при малых амплитудах колебаний ($[\frac{\tilde{n}}{n}] \approx 0,1 - 0,2$), когда колебания близки к синусоидальным. Оказалось, что $D_{\text{эксп.}}$, определенное на границе столба с помощью измерителя, совпадает с D , найденным по формуле (II.7) для радиуса, на котором амплитуда максимальна, если предположить, что $\psi = 6^\circ$. Измеренный при этих условиях сдвиг фаз $\psi < 10^\circ$. Таким образом, формула (II.7) описывает эксперимент по порядку величины. Формулы (II.6, 7) дают локальный поток (коэффициент диффузии), так что измеряемый поток за границу плазменного столба оказывается близким к потоку на

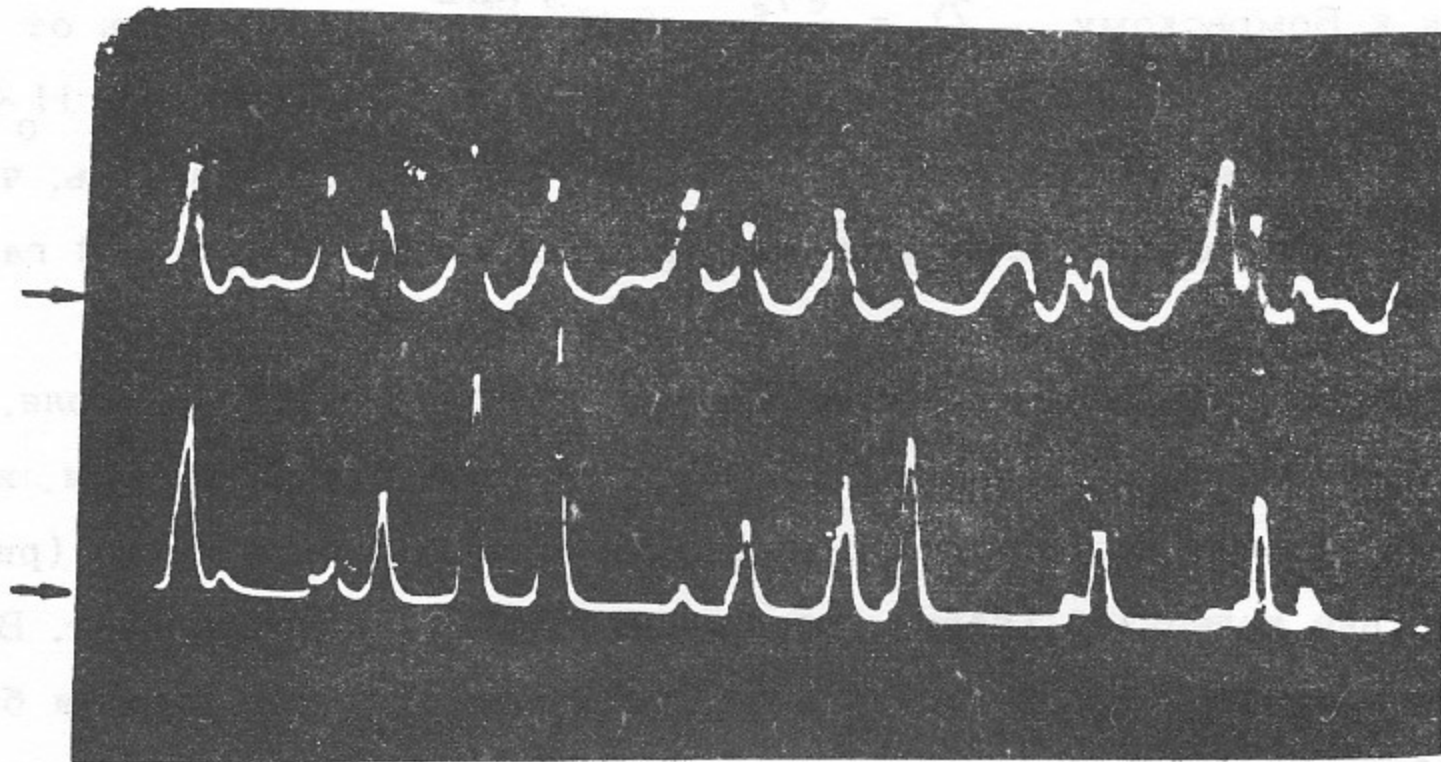


Рис.32. Колебания плотности внутри (верхний луч) и вне столба. $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$.
Стрелками указаны нулевые уровни плотности.

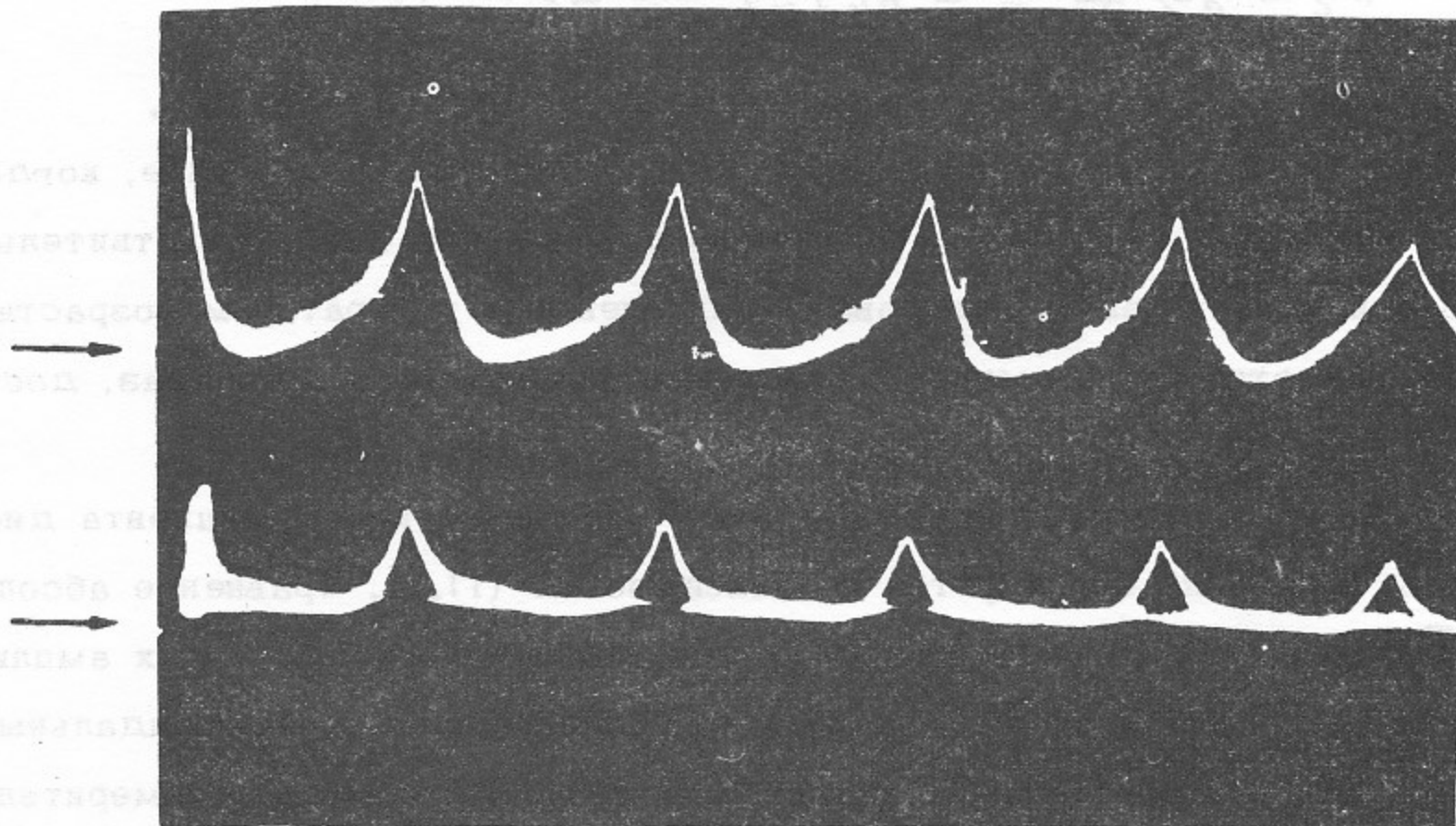


Рис.33. Колебания плотности внутри столба (верхний луч) и ток измерителя,
 $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$. Стрелками указаны нулевые уровни плотности.

$$z = z_{max} (z_{max} \text{ обычно } \sim 0,7 - 0,9 R).$$

Механизм выноса плазмы за границу столба можно представить следующим образом. Поскольку смещение плазмы, дрейфующей в поле волны, не мало (при $e\tilde{\varphi} \sim T$ $\Delta z_{max} \sim 0,5 \text{ см}$), образуется поверхностная волна, амплитуда которой нарастает во времени, т.к. из-за $\psi \neq 0$ существует направленный средний поток через границу. Если в области вне столба сохраняются условия неустойчивости, то возникает разность фаз \tilde{n} и $\tilde{\varphi}$, и появляется средний поток наружу, т.ч. "радиальный размер" поверхностной волны растёт до тех пор, пока потери (вдоль поля или на стенку) не станут равными потоку через границу плазмы. Так как $z_{max} \sim R$, этот поток практически определяется потоком на $z = z_{max}$. Естественно, что "радиальный размер" должен уменьшаться при уменьшении потока, например, за счёт увеличения магнитного поля. Действительно, из рис.34 видно, что плотность в выбросе падает на порядок на $\Delta z \sim 10 \text{ мм}$ при $H=1000 \text{ э}$, и на $\Delta z \sim 5 \text{ мм}$ при $H=2000 \text{ э}$. "Размер" выброса уменьшается также при уменьшении амплитуды колебаний. Очевидно, что перенос плазмы поперек поля и вынос её за край столба может явиться одним из основных нелинейных механизмов, определяющих амплитуду колебаний (на

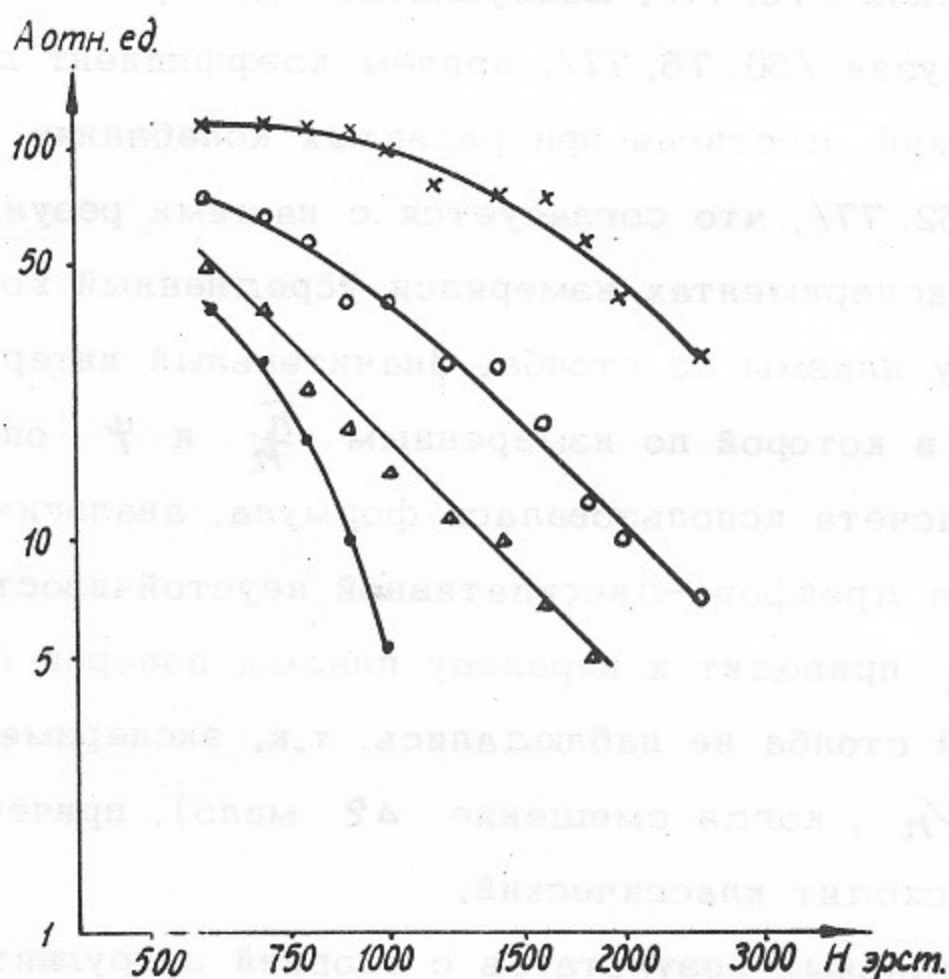


Рис.34. Зависимость амплитуды выбросов на разных радиусах от магнитного поля.

$$\left[\frac{\tilde{n}}{\tilde{n}} \right] \sim 1.$$

• - $z = 35 \text{ мм}$; Δ - $z = 30 \text{ мм}$; \circ - $z = 25 \text{ мм}$; \times - $z = 20 \text{ мм}$.

существенную роль переноса указано в работе /71/).

Можно было опасаться, что измеритель "срезает" поверхностную волну и измеряет полный поток наружу за половину периода колебаний, а не средний по периоду поток. Однако, оценка показывает, что полный поток дал бы величину $D \sim$ на 2 порядка большую наблюдаемой. О правильности измерений говорит также совпадение их с результатами, полученными из градиента плотности. Действительно, последний зависит только от средних потерь.

Наблюдаемые нами выбросы имеют тот же характер, что и "факелы", наблюдавшиеся при изучении неустойчивостей разряда с накалимым катодом /74,75,54/, одна из которых была отождествлена с дрейфово-диссипативной /54/. По-видимому, "факел" является развитой поверхностной волной. Очевидно, что образование "факела" может существенно повлиять на картину колебаний внутри столба. Детальная структура "факела" (распределение плотности, потенциала) исследована в работах /74, 75, 54/.

Исследованию диффузии в щелочной плазме посвящено значительное число экспериментальных работ /49, 50, 52, 76, 77/. В ряде работ различными методами показано, что в отсутствие колебаний (режим электронного слоя в короткой установке) диффузия близка к классической /76, 77/. Возбуждение дрейфовой неустойчивости приводит к увеличению диффузии /50, 76, 77/, причём коэффициент диффузии существенно превосходит классический, достигая при развитых колебаниях величины $\sim 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ($H \sim 1000\text{э}$) /52, 77/, что согласуется с нашими результатами. Подобно нашим измерениям, в этих экспериментах измерялся усредненный коэффициент диффузии, пропорциональный потоку плазмы из столба. Значительный интерес представляет работа Хендела и др. /50/, в которой по измеренным $\frac{\tilde{n}}{n}$ и ψ определялись локальные потоки j_{\perp} (для расчёта использовалась формула, аналогичная (II.6)). Было найдено, что возбуждение дрейфово-диссипативной неустойчивости при увеличении магнитного поля до $H > H_c$ приводит к переносу плазмы поперёк поля внутри столба (выбросы плазмы за край столба не наблюдались, т.к. эксперимент проводился при больших H и малых \tilde{n}/n , когда смещение Δz мало), причём коэффициент диффузии значительно превосходит классический.

Сравнение экспериментальных результатов с теорией затруднительно, поскольку теоретические работы, в основном, посвящены оценкам турбулентной диффузии /37,38, 78/, в то время как экспериментально наблюдаются устойчивые (или почти устойчивые) нелинейные колебания, приводящие к "конвективному" переносу плазмы /79/. Расчёт потока для такого случая выполнен Стиксом /66/ при исследовании нелинейных колебаний с учётом взаимодействия гармоник. Сравнение расчёта с эксперимен-

том Хендела и др. /50/ показывает, что расчётное значение j_{\perp} существенно меньше экспериментального. В связи с этим следует еще раз обратиться к работам /68-71/, в которых указывается на существенную роль эффектов типа захвата частиц волной конечной амплитуды в установлении амплитуды колебаний и переносе плазмы.

4.2. Ионно-звуковая неустойчивость сильно-неоднородной плазмы /58, 73/.

Условия эксперимента: $L = 36$ см, $2R \sim 0,9$ см, $H \sim 1000$ э,
 $n \sim 4 \cdot 10^9$ см⁻³, режим ионного слоя.

В отсутствие неустойчивости коэффициент диффузии мал. С ростом амплитуды колебаний D растёт примерно пропорционально $[\tilde{n}/n]^2$. При $[\tilde{n}/n] \sim 1$ и $H=1000$ э коэффициент диффузии достигает величины $10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (измеритель даёт $D = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, продольный градиент плотности - $D = (1,6 \pm 0,6) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$).

Коэффициент диффузии обратно пропорционален магнитному полю (рис.35). Таким образом, по абсолютной величине и зависимости от поля D близок к Бомовскому ($D_B = 2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ при $H=1000$ э).

Характер диффузии не отличается от случая дрейфовой неустойчивости. Ток на измеритель или зонд, расположенный вне столба плазмы имеет вид выбросов, скоррелированных с колебаниями плотности в столбе (рис.36). Выброс происходит од-

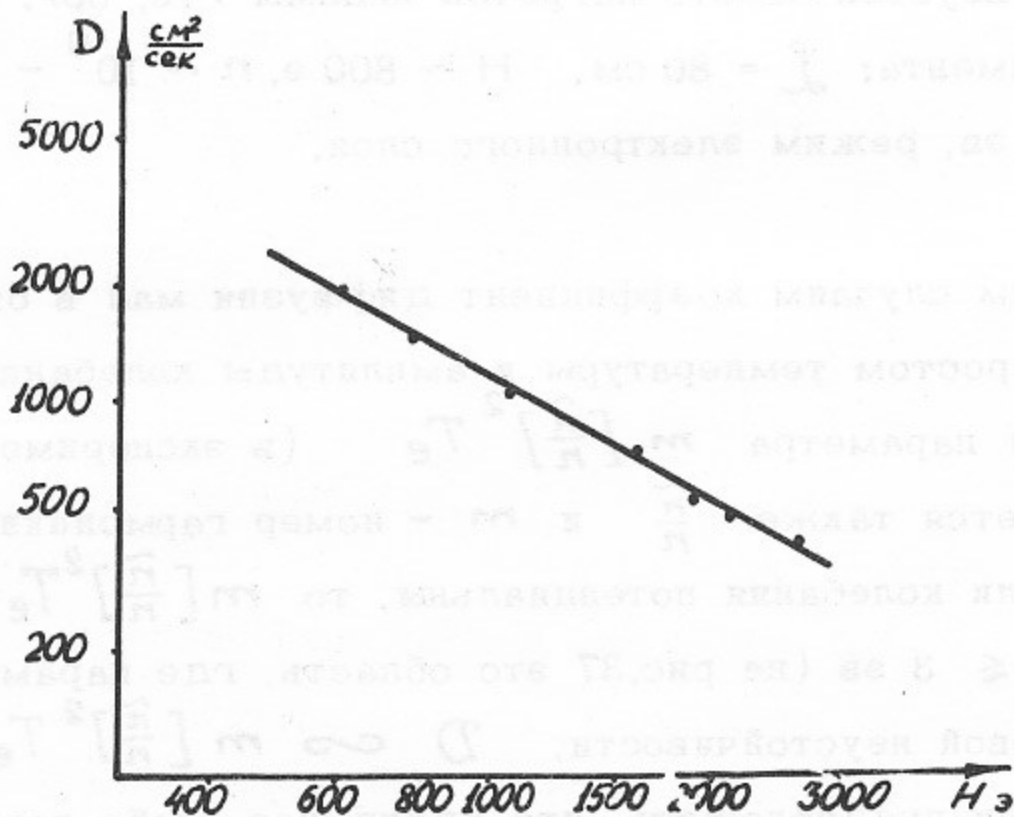


Рис.35. Зависимость коэффициента поперечной диффузии от магнитного поля.

$$\left[\frac{\tilde{n}}{n} \right] \sim 1.$$

новременно по всей длине и бежит вместе с волной по азимуту. Амплитуда плотности в выбросе и его "радиальный размер" уменьшаются при увеличении магнитного поля и уменьшении амплитуды колебаний. Таким образом, и в этом случае диффузия имеет конвективный характер, т.е. определяется дрейфом в поле волны, и приводит к развитию поверхностной волны.

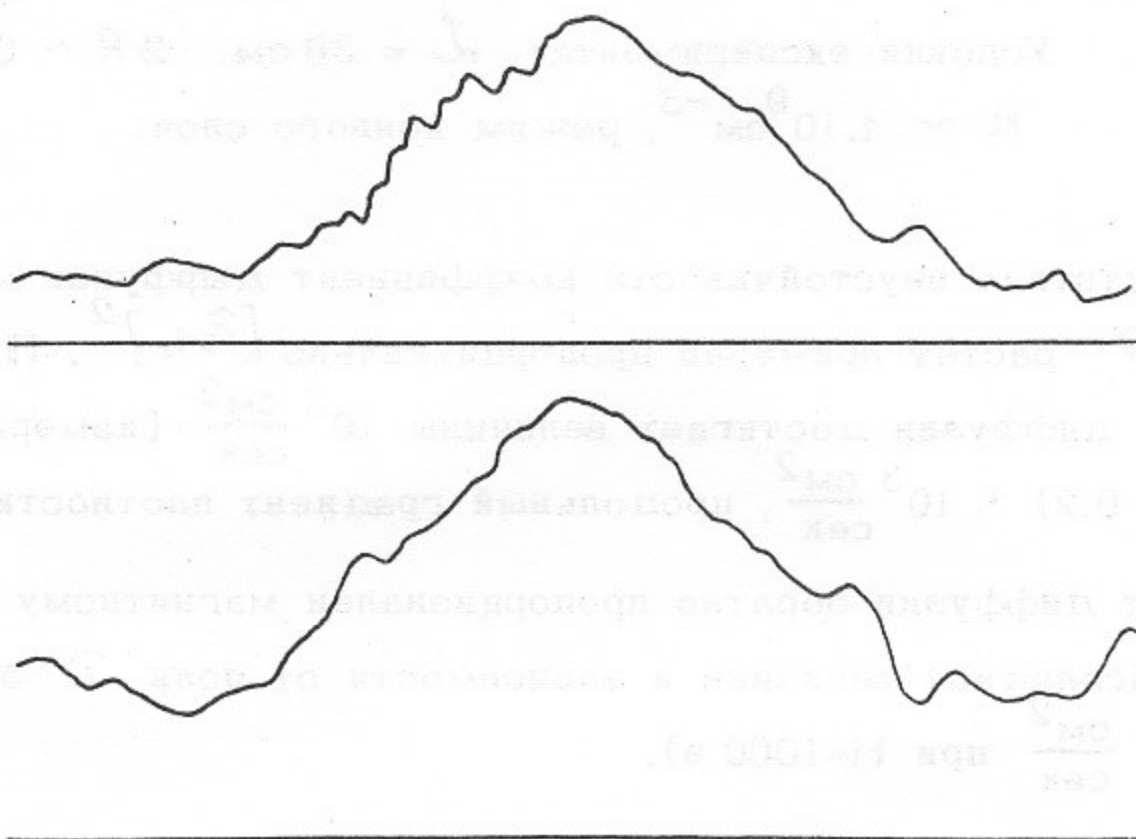


Рис.36. Колебания плотности внутри (нижний луч) и вне столба. $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 0,6$.
Прямые - нулевой уровень плотности.

4.3. Ионно-звуковая неустойчивость нагретой плазмы /19, 60/.

Условия эксперимента: $L = 80$ см, $H \sim 800$ э, $n \sim 10^9 - 10^{10}$ см $^{-3}$,
 $T_e \sim 0,2 - 40$ эв, режим электронного слоя.

Аналогично предыдущим случаям коэффициент диффузии мал в отсутствие неустойчивости и возрастает с ростом температуры и амплитуды колебаний. На рис.37 показана зависимость D от параметра $m [\frac{\tilde{n}}{n}]^2 T_e$ (в эксперименте меняется T_e , однако, при этом меняется также $\frac{\tilde{n}}{n}$ и m - номер гармоники, имеющей максимальную амплитуду). Если колебания потенциальны, то $m [\frac{\tilde{n}}{n}]^2 T_e \sim [\frac{\tilde{n}}{n}] \tilde{E}_y$. При малых температурах $T_e \lesssim 3$ эв (на рис.37 это область, где параметр меньше 10^{-1}), т.е. в области дрейфовой неустойчивости, $D \propto m [\frac{\tilde{n}}{n}]^2 T_e$, что согласуется с формулой (II.7), если предположить, что сдвиг фаз слабо зависит от температуры. При $T_e > 3$ эв зависимость D от параметра становится более слабой. Оказывается, что величина скорости дрейфа $\frac{c \tilde{E}}{H}$ при $T_e > 3$ эв превышает скорость ионного звука C_s . Поскольку дрейф плазмы не может происходить со ско-

ростом, большей C_S , возможно, что ослабление зависимости D от параметра объясняется этим эффектом. Наблюдаемую кривую можно трактовать и с другой точки зрения, предполагая, что с ростом температуры нарушается соотношение $\tilde{n}/n \sim \frac{e\tilde{\varphi}}{T}$ таким образом, что $\tilde{\varphi} < \frac{\tilde{n}}{n} \frac{T}{e}$.

При $T_e \sim 40$ эв и $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$ D достигает максимального значения

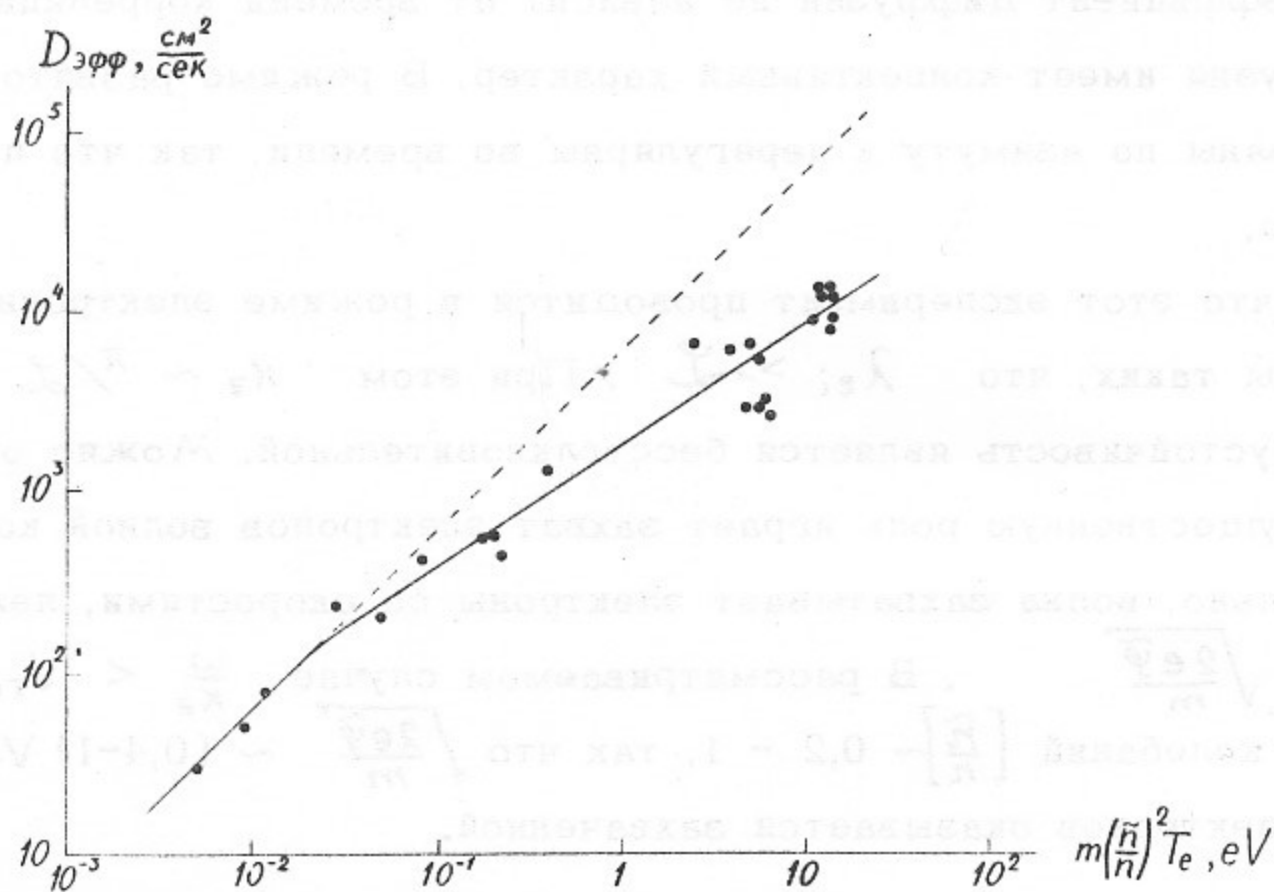


Рис.37. Зависимость коэффициента диффузии от параметра $m [\frac{\tilde{n}}{n}]^2 T_e$.

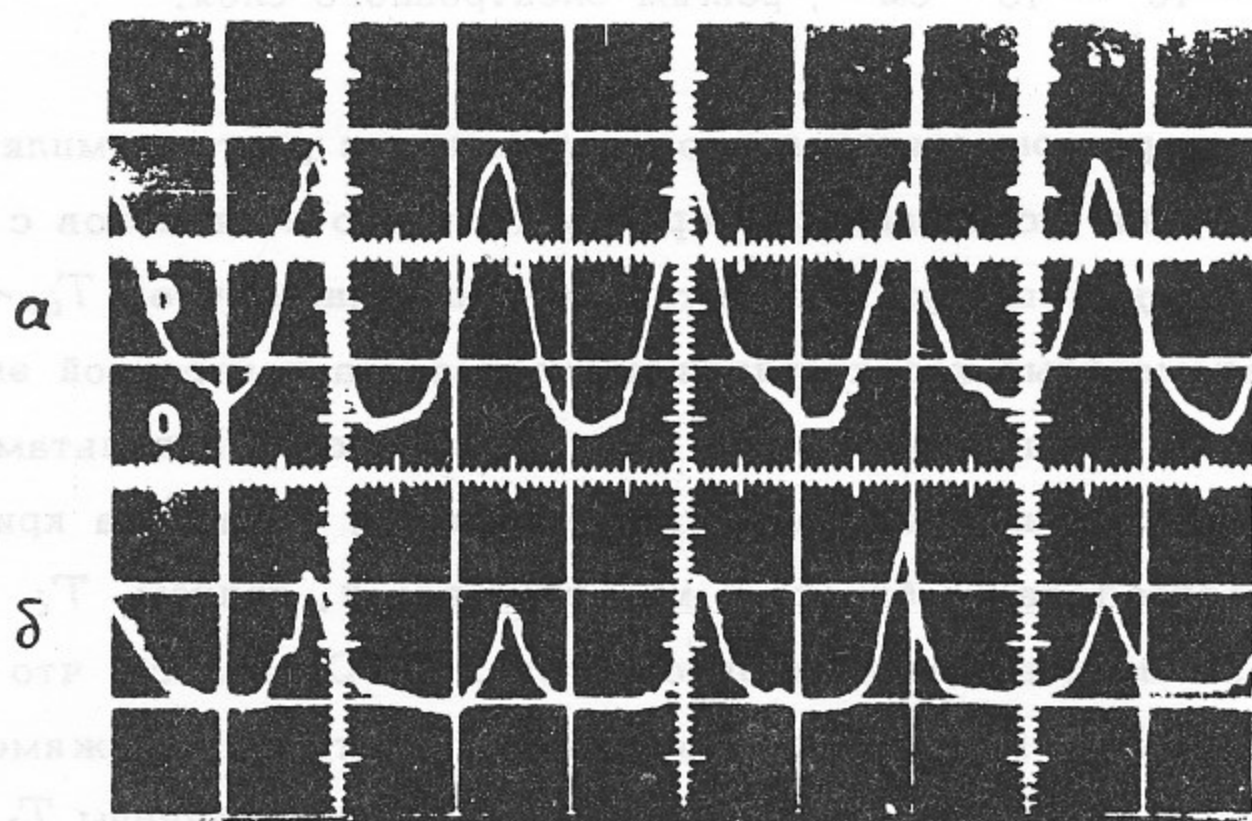


Рис.38. Осциллограммы колебаний плотности внутри (верхняя кривая) и вне столба.

$\sim 2 \cdot 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (отметим, что при этом $D_{ei} < 1 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$). При больших температурах

D обратно пропорционален магнитному полю. По абсолютной величине $D \sim$ на порядок меньше Бомовского ($D_B \approx 4 \cdot 10^5 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ при $T_e = 40$ эв и $H = 1000$ э).

Поток плазмы за границу столба имеет вид выбросов. В режиме регулярных колебаний выбросы регулярны во времени и совпадают по фазе с максимумами плотности в волне (рис.38), коэффициент диффузии не зависит от времени корреляции, так что и в этом случае диффузия имеет конвективный характер. В режиме развитой турбулентности выбросы не скоррелированы по азимуту и нерегулярны во времени, так что поток имеет хаотический характер.

Следует напомнить, что этот эксперимент проводится в режиме электронного слоя при параметрах плазмы таких, что $\lambda_{ei} \gg L$. При этом $k_z \sim \pi/L$ и $\frac{v_{ei}}{k_z v_{Te}} \ll 1$, так что неустойчивость является бесстолкновительной. Можно ожидать, что в этом случае существенную роль играет захват электронов волной конечной амплитуды. Действительно, волна захватывает электроны со скоростями, лежащими в диапазоне $\frac{\omega}{k_z} \pm \sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}}$. В рассматриваемом случае $\frac{\omega}{k_z} < v_{Te}$ ($\sim 0,1 v_{Te}$), амплитуда колебаний $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 0,2 - 1$, так что $\sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}} \sim (0,4-1) v_{Te}$, т.е. значительная часть электронов оказывается захваченной.

5. Нагрев ионов при ионно-звуковой неустойчивости нагретой плазмы /19, 60/.

Условия эксперимента: $L = 80$ см, $H \sim 800$ э,
 $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, режим электронного слоя.

При увеличении температуры электронов одновременно с ростом амплитуды колебаний наблюдается появление ускоренных поперёк магнитного поля ионов с энергиями, превышающими начальную тепловую в десятки раз (напомним, что $T_{i0} \sim 0,2$ эв). На рис.39 показаны вольтамперные характеристики анализатора поперечной энергии при различных T_e . Видно, что при увеличении T_e изменяется вся вольтамперная характеристика, т.е. происходит нагрев, а не ускорение ионов. Обработка кривой показывает, что функция распределения близка к максвелловской, причём T_i возрастает с ростом T_e (это видно и непосредственно из рис.39). Оказалось, что температура ионов растёт при уменьшении времени корреляции, достигая в режиме развитой турбулентности ($[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$, $T_e \sim 40$ эв, $\tau_c \sim 1$ период) величины $T_i \sim 6$ эв.

Зависимость T_i от времени корреляции и тот факт, что нагрев наблюдается при частотах, меньших ω_{Hi} , т.е. не является циклотронным, позволяет предположить, что механизм нагрева является стохастическим. В этом случае для оценки T_i

можно воспользоваться полуфеноменологической формулой /80/

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{e^2}{2M} \sum_k \frac{\overline{E_k^2} \tau_k}{(\omega_k - \omega_{ni})^2 \tau_k^2 + 1} \sim \frac{e^2}{2M} \frac{\overline{E_\varphi^2} \tau_c}{(\omega - \omega_{ni})^2 \tau_c^2 + 1} \quad (\text{II.8})$$

индекс k относится к k -й гармонике. При сравнении оценки по формуле (II.8) с экспериментальными результатами следует учесть следующие эффекты. При

$T_i > 2-3$ эв $\rho_i > R$, так что значительную часть циклотронного периода ион находит вне столба. Этот эффект можно учесть, считая, что плотность n' ионов, подвергающихся действию электрических полей, в $\frac{R^2}{(R + \rho_i)^2}$ раз меньше плотности плазмы. Вынос энергии из столба, в основном, осуществляется быстрыми ионами ($\epsilon \gtrsim 20$ эв), ларморовский диаметр которых превосходит радиус камеры. При этом поперечный поток энергии

$$I_\perp \sim 2\pi R_k \int_{\frac{1}{2}\omega_{ni}R_k}^{\infty} v_\perp \frac{m v_\perp^2}{2} f(v_\perp) dv_\perp \quad (\text{II.9})$$

Температуру ионов через $\overline{E_\varphi^2}$, ω и τ_c можно найти из уравнения баланса потоков энергии для стационарного состояния

$$\frac{e^2}{2M} \frac{\overline{E_\varphi^2} \tau_c}{(\omega - \omega_{ni})^2 \tau_c^2 + 1} \cdot n' V - I_\perp = 0 \quad (\text{II.10})$$

Здесь V - объём плазменного столба.

На рис.40 представлена расчётная кривая (значения T_i , найденные по уравнению (II.10) при заданных значениях параметра $A = \frac{e^2}{2M} \frac{\overline{E_\varphi^2} \tau_c}{(\omega - \omega_{ni})^2 \tau_c^2 + 1}$ и экспериментальные точки T_i , соответствующие экспериментально определенным значениям параметра A . Видно, что экспериментальная зависимость T_i от параметров колебаний находится в хорошем согласии с расчётной, абсолютные значения T_i согласуются с расчётными по порядку величины. Лучшего согласия, конечно, ожидать не приходится, поскольку расчёт имеет характер грубой оценки. Таким образом, можно утверждать, что предположение о стохастическом механизме нагрева ионов качественно подтверждается.

Следует отметить, что, согласно оценкам, вынос энергии, связанный с диффузией плазмы поперёк магнитного поля ($I_D = 2\pi R \mathcal{L} D \frac{dn}{dz} T_i \propto T_i$), существенно меньше выноса энергии на боковую стенку ($I_\perp \propto T_i e^{-\frac{2\sigma}{r_i}}$). Таким образом, при больших амплитудах величина T_i ограничена только малыми размерами установки, а не диффузией.

При дрейфовой и ионно-звуковой неустойчивости сильно-неоднородной плазмы нагрева ионов не наблюдается. Это не удивительно, поскольку амплитуды полей в этих случаях малы ($T_e \sim 0,2$ эв) и оценка ΔT_i по формуле (II.8) даёт малую величину $-\Delta T_i \lesssim 0,1 T_{i0}$.

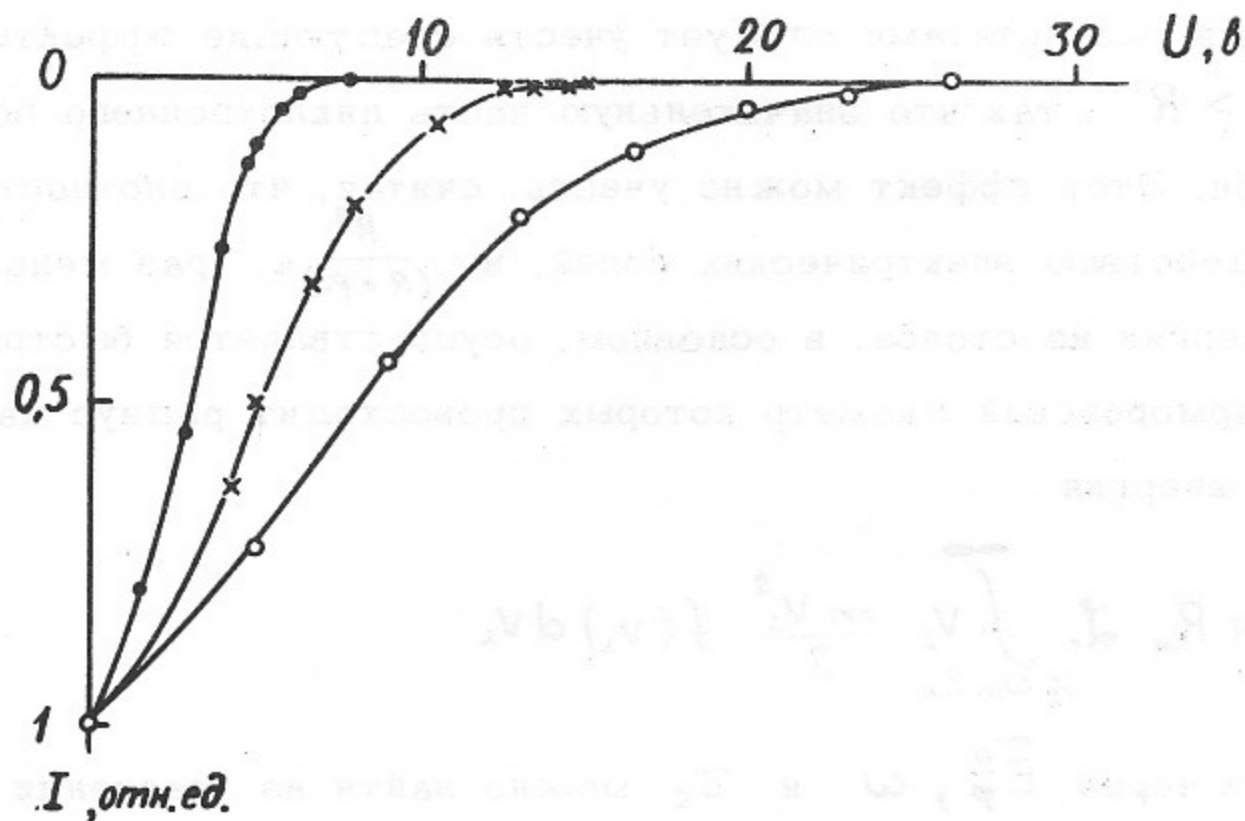


Рис.39. Вольт-амперные характеристики анализатора поперечной энергии.
 • - $T_e \sim 0,2$ эв, $T_i \sim 0,2$ эв; x - $T_e \sim 7,5$ эв, $T_i \sim 3$ эв; o - $T_e \sim 22$ эв,
 $T_i \sim 6$ эв.

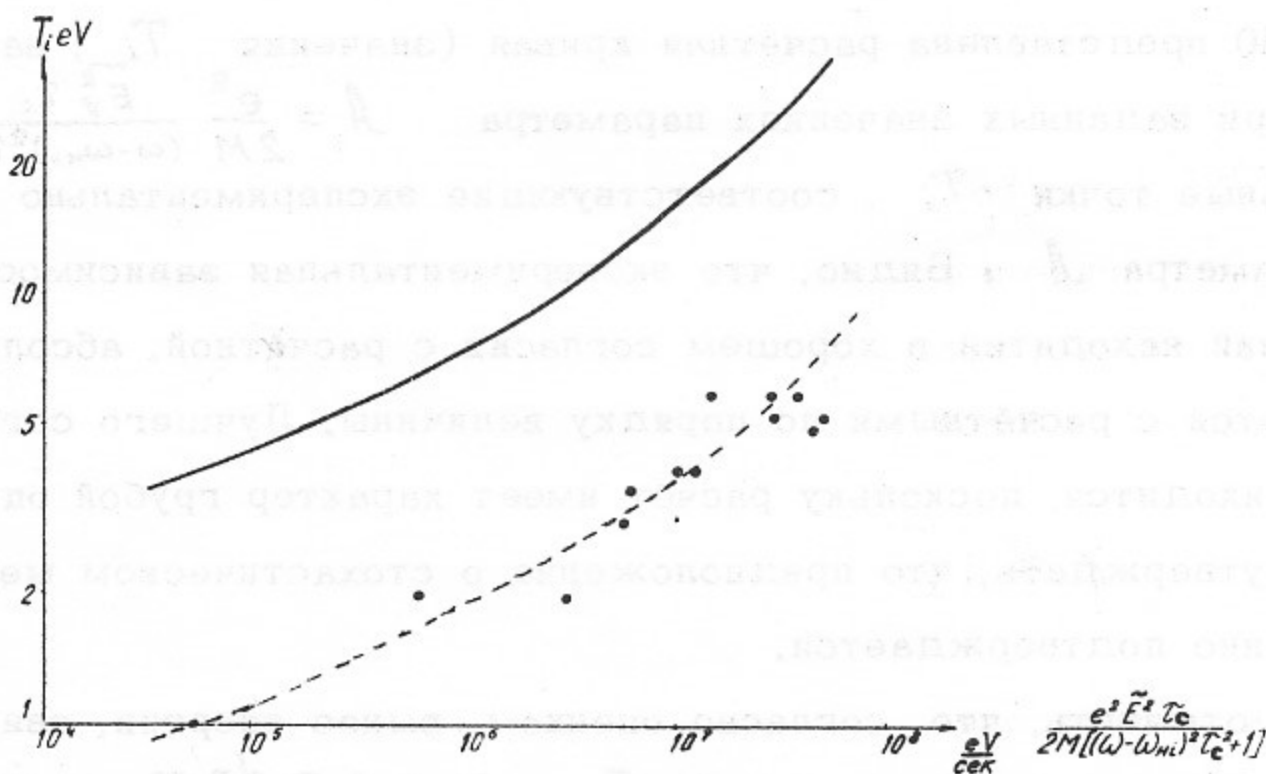


Рис.40. Зависимость температуры ионов от параметра
 — расчёт, • - эксперимент.

$$\frac{e^2}{2M} \frac{\bar{E}_y^2 \tilde{\tau}_c}{(\omega - \omega_{ni})^2 \tilde{\tau}_c^2 + 1}$$

ИОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ТОКОМ

1. В в е д е н и е

Дрейф электронов плазмы относительно ионов может привести к возбуждению различных неустойчивостей. В замагниченной плазме малого давления ($\beta \ll 1$) возможно возбуждение электростатических низкочастотных колебаний, распространяющихся параллельно или под углом к магнитному полю [81]. Одним из предельных случаев этих колебаний являются ионно-звуковые волны. Для возбуждения их в изотермической плазме необходимо, чтобы скорость дрейфа превышала тепловую скорость электронов [81-83]. При существенно меньшей скорости возбуждается ионно-циклотронная неустойчивость, исследованная теоретически в работе [84] и позднее в работах [81, 85-87].

Эта неустойчивость проявляется в возбуждении косых ($K_y \gg K_z$) потенциальных волн, распространяющихся почти перпендикулярно магнитному полю (в цилиндрической геометрии это радиальные волны), причём продольная фазовая скорость $V_{Ti} < \frac{\omega}{K_z} < V_{Te}$. Частота колебаний близка к ионно-циклотронной и ее гармоникам. Так, согласно [81, 85], частота первой гармоники

$$\omega = \omega_{Hi} \left(1 + \frac{\Gamma_1}{1 + \frac{T_i}{T_e} - \Gamma_0} \right) \quad (III.1)$$

где $\Gamma_m = e^{-\kappa_\perp^2 \rho_i^2} I_m(\kappa_\perp^2 \rho_i^2)$, I_m - функция Бесселя от мнимого аргумента. Максимальный инкремент бесстолкновительной неустойчивости достигается при $\kappa_\perp \rho_i \sim 1$. В случае, когда скорость дрейфа U превосходит критическую, максимальный инкремент первой гармоники [85]

$$\gamma \approx \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{\omega - \omega_{Hi}}{1 + \frac{T_i}{T_e}} \frac{U}{V_{Te}} \quad (III.2)$$

Скорость дрейфа электронов, необходимая для возбуждения первой гармоники бесстолкновительной неустойчивости, должна превосходить критическую, равную для случая $\kappa_\perp \rho_i \sim 1$ [84, 87]

$$U_c = V_{Ti} 2\sqrt{2\pi} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \kappa_\perp \rho_i \left[2 \ln \left(\frac{T_e}{T_i} \frac{V_{Te}}{V_{Ti}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \kappa_\perp \rho_i} \right) \right]^{1/2} \quad (III.3)$$

Согласно /81/, критическая скорость возрастает с ростом номера гармоники.

Как показано в работах /86,87/, $i-i$ - столкновения уменьшают инкремент неустойчивости, т.е. приводят к увеличению U_c , в то время как $e-i$ - столкновения приводят к уменьшению U_c /87/. Следует отметить, что наши эксперименты выполнены, в основном, при $n \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ($\frac{v_{ei}}{K_z V_{Te}}, \frac{v_{ii}}{K_z V_{Ti}} \lesssim 1$), т.ч. столкновения не должны заметным образом влиять на условия возбуждения и инкремент неустойчивости.

Роль приэлектродного слоя, по-видимому, разумно рассматривать с той же точки зрения, как и в случае дрейфовой неустойчивости /30/. Электронный слой (эксперименты проводились практически всегда в режиме электронного слоя) эквивалентен закорачивающей пластине и не влияет на условия возбуждения и инкремент неустойчивости.

Экспериментально ионно-циклотронная неустойчивость была обнаружена в щелочной плазме в столкновительном случае /89, 88/.

2. Ионно-циклотронная неустойчивость, возбуждаемая осевой токовой трубкой /90/

Эксперименты проводились на установке Ц-1 в режиме электронного слоя при $N \sim 1000 \text{ э}$, $n \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Для формирования осевой токовой трубки использовался коллектор (диск диаметром $\phi = 1 \text{ см}$), к которому прикладывался положительный потенциал.

При пропускании тока вдоль оси столба наблюдается возбуждение колебаний, типичный спектр которых приведен на рис.41. Частота пиков близка к ионно-циклотронной и её гармоникам. Из рис.42 видно, что частота растёт с магнитным полем и по абсолютной величине $f \approx f_{Hi}$ (прямая на рис.42). Фазовые измерения показывают, что волны радиальные, причем $\lambda_z \sim 2 \text{ см} \sim 2\pi r_i$, так что $K_z r_i \sim 1$. Азимутального и продольного сдвига фаз не обнаружено, т.ч. можно предполагать, что вдоль оси устанавливается стоячая волна с $\lambda_z \approx 2L$. При этом продольная фазовая скорость $V_{Ti} < \frac{\omega}{K_z} \sim 3 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}} < V_{Te}$. Найдено, что колебания плотности и потенциала связаны соотношением $\tilde{n}/n \sim e\tilde{\varphi}/T$, т.е. колебания потенциальные.

Критическая скорость дрейфа электронов определялась по критическому току коллектора J_c , необходимому для возбуждения неустойчивости

$$U_c = V_{Ti} \frac{J_c}{J_i} \quad (III.4)$$

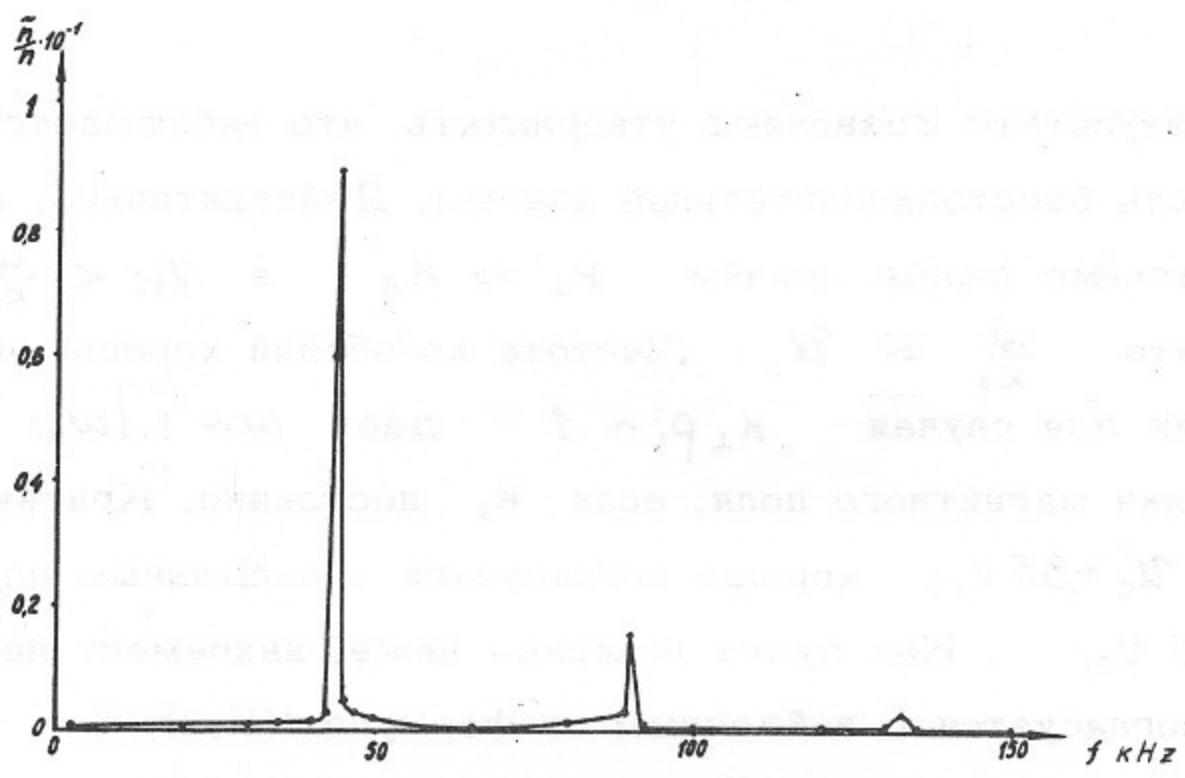


Рис.41. Спектр колебаний (ионно-циклотронная неустойчивость).

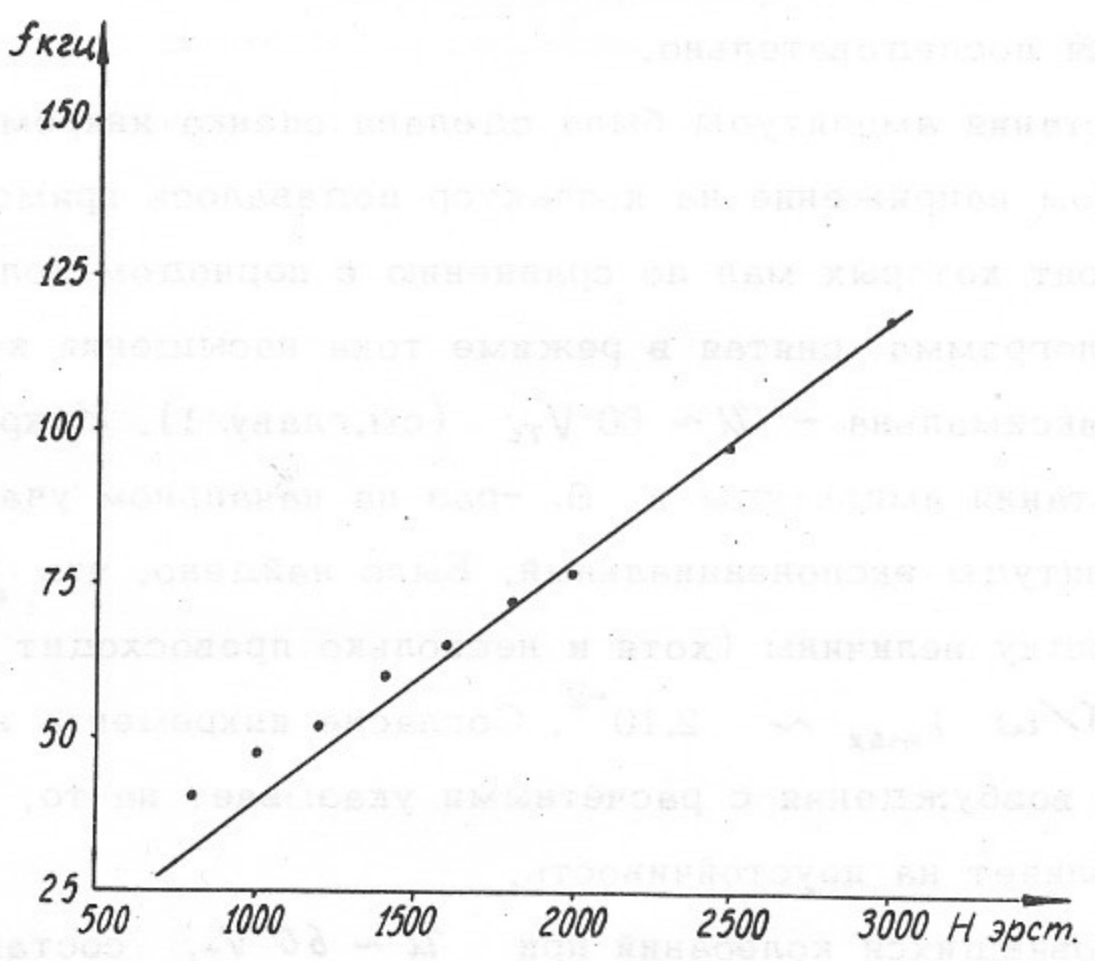


Рис.42. Зависимость частоты первой гармоники от магнитного поля.

где J_i - ионный ток насыщения коллектора. При этом предполагалось, что

$J_i = n V_{Ti}$. Это справедливо, т.к. эксперименты проводились в режиме слабого электронного слоя, когда $U_0 \leq T_e$ и направленная скорость ионов $\sim V_{Ti}$. Найденная по (III.4) критическая скорость дрейфа оказалась равной $U_c = (3,5 \pm 0,6) \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$
 $\sim 35 V_{Ti}$.

Полученные результаты позволяют утверждать, что наблюдается ионно-циклонная неустойчивость бесстолкновительной плазмы. Действительно, возбуждаются потенциальные радиальные волны, причём $K_{\perp} \gg K_z$ и $V_{Ti} < \frac{\omega}{K_z} < V_{Te}$. Следует отметить, что $\frac{\omega}{K_z} \lesssim U$. Частота колебаний хорошо описывается формулой (III.1), которая для случая $K_{\perp} \rho_i \sim 1$ даёт $\omega \sim 1,1 \omega_{Hi}$ и приближение к ω_{Hi} при увеличении магнитного поля, если K_{\perp} постоянно. Критическая скорость дрейфа электронов $U_c \sim 35 V_{Ti}$ хорошо согласуется с найденным по формуле (III.3) значением $U_c \sim 30 V_{Ti}$. Как будет показано ниже, инкремент неустойчивости удовлетворительно согласуется с найденным по формуле (III.2).

Был исследован характер возбуждения неустойчивости. Как видно из рис. 43, на котором показана зависимость амплитуд гармоник от скорости дрейфа электронов, возбуждение является "мягким" /91,92/. Действительно, при изменении скорости дрейфа амплитуда меняется плавно, при увеличении и уменьшении U точки ложатся на одну кривую, при $U < U_c$ амплитуда равна нулю. Отметим, что с ростом U гармоники возбуждаются последовательно.

По времени нарастания амплитуды была сделана оценка инкремента нарастания неустойчивости. При этом напряжение на коллектор подавалось прямоугольными импульсами, передний фронт которых мал по сравнению с периодом колебаний. На рис. 44 приведена осциллограмма, снятая в режиме тока насыщения коллектора, так что скорость дрейфа максимальна - $U \sim 60 V_{Ti}$ (см. главу 1). Инкремент определялся по времени нарастания амплитуды в e -раз на начальном участке в предположении, что рост амплитуды экспоненциальный. Было найдено, что $\frac{\delta}{\omega} \approx (5 \pm 1) \cdot 10^{-2}$, что согласуется по порядку величины (хотя и несколько превосходит её) с теоретической оценкой /85/ $(\delta/\omega)_{\max} \sim 2 \cdot 10^{-2}$. Согласие инкремента неустойчивости и критической скорости возбуждения с расчётными указывает на то, что наличие приэлектродного слоя не влияет на неустойчивость.

Амплитуда установившихся колебаний при $U \sim 60 V_{Ti}$ составляет $\left[\frac{n}{n} \right] \sim 0,1 - 0,15$. Колебания локализованы в пределах токовой трубки, амплитуда максимальна на оси. Вне токовой трубки амплитуда падает \sim на порядок.

Колебания имеют регулярный характер (рис. 45), время корреляции больше 100 периодов. Корреляционная функция совпадает с корреляционной функцией синусо -

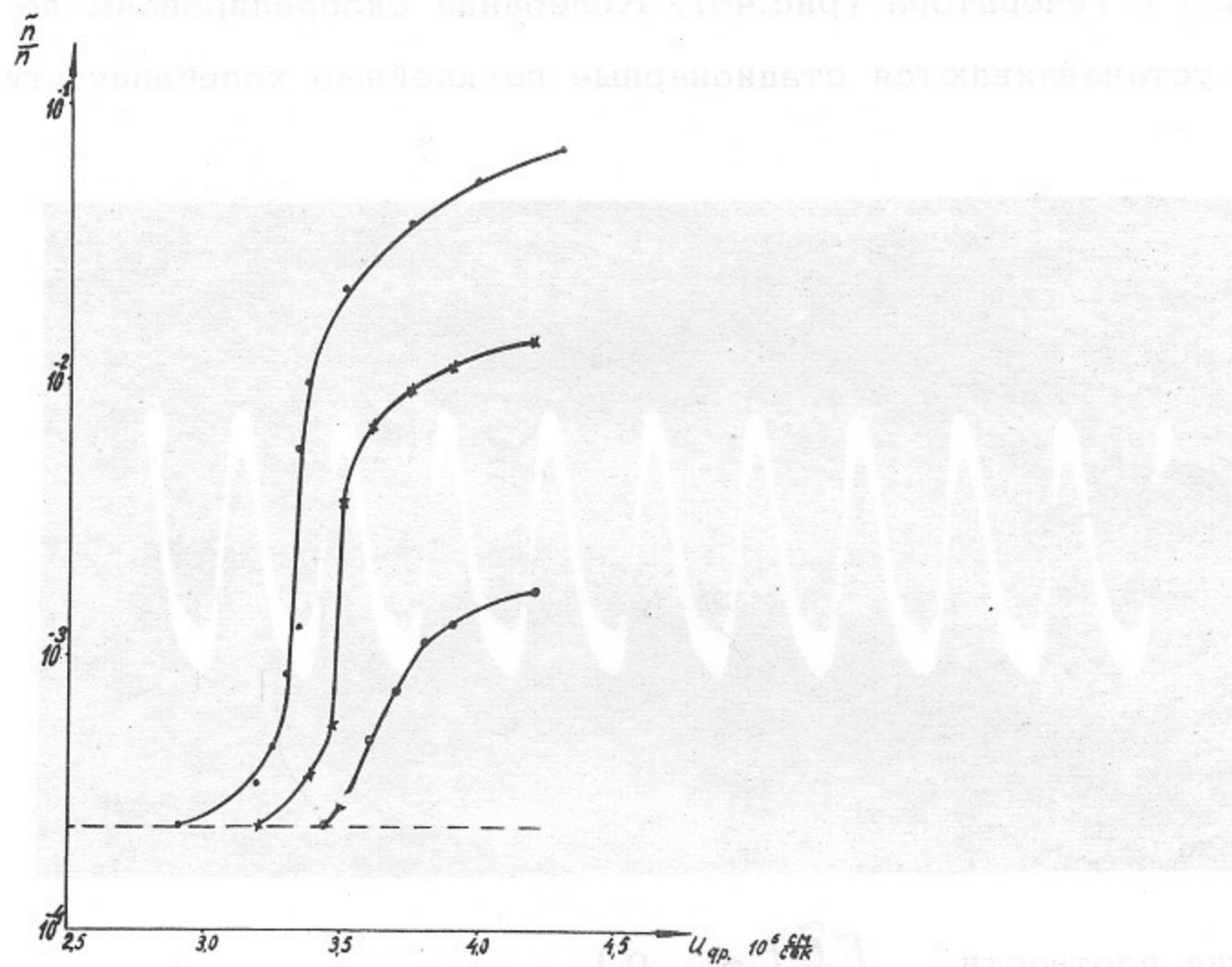


Рис.43. Зависимость амплитуд гармоник от скорости дрейфа электронов, • , х , о - первая, вторая и третья гармоники соответственно; --- - начальный уровень шумов.

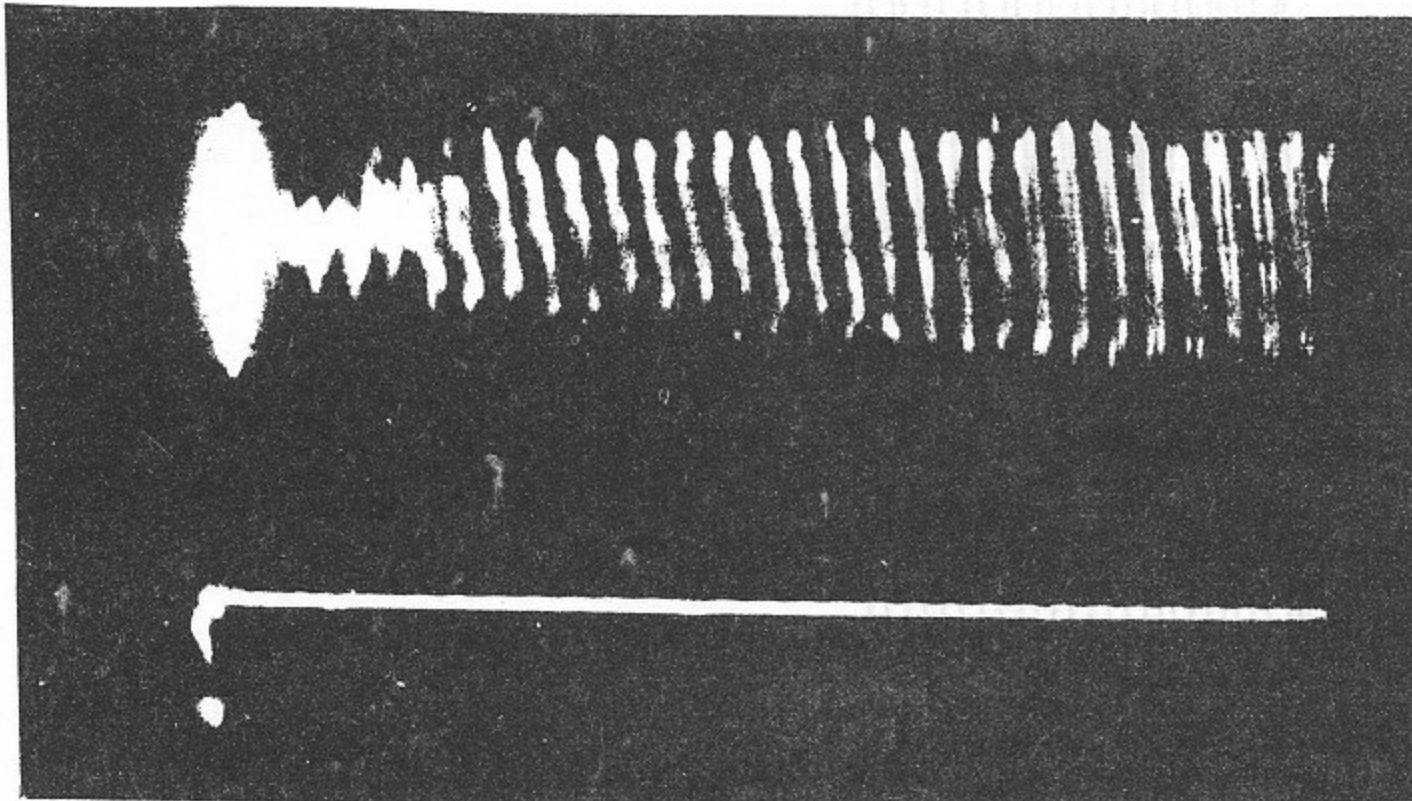


Рис.44. Развитие ионно-циклотронной неустойчивости. Верхний луч - колебания плотности. Нижний луч - напряжение на коллекторе.

идального сигнала с генератора (рис.46). Колебания скоррелированы по всему столбу. Таким образом, устанавливаются стационарные нелинейные колебания, турбулентность не развивается.

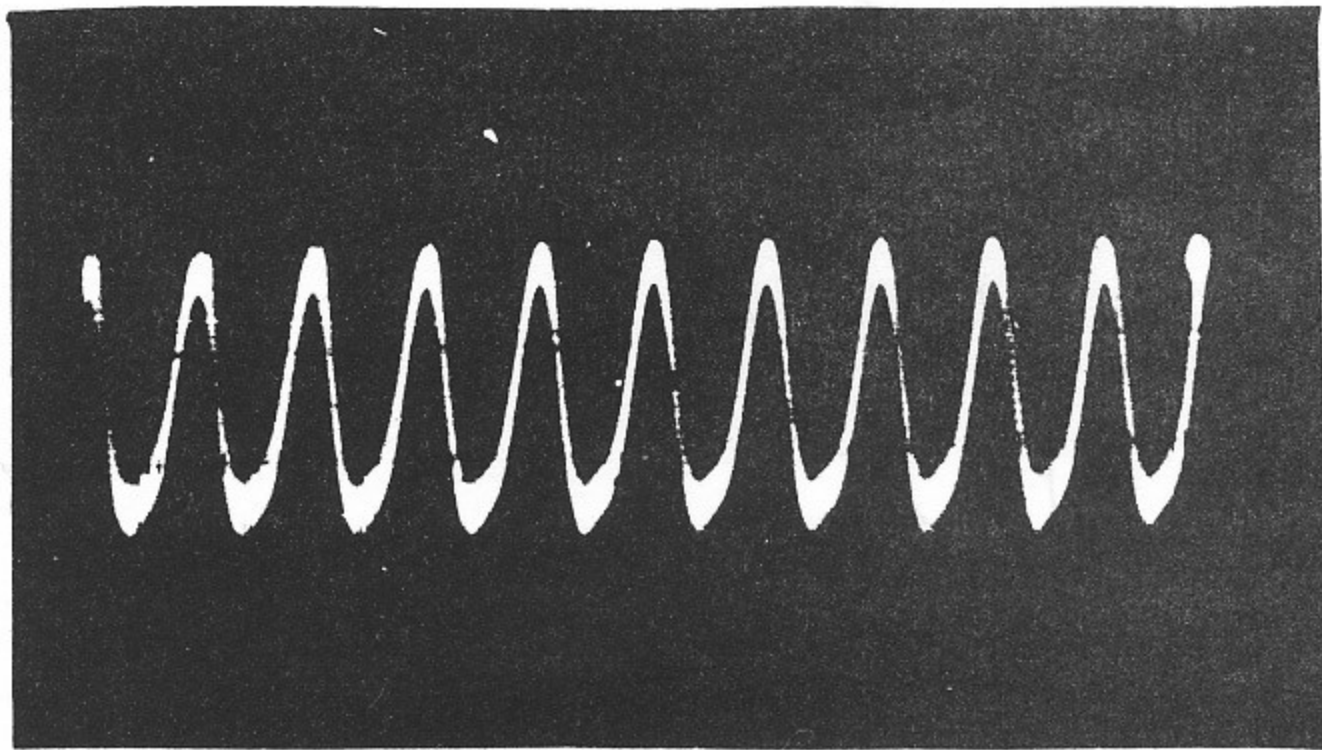


Рис.45. Колебания плотности. $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 0,1$.

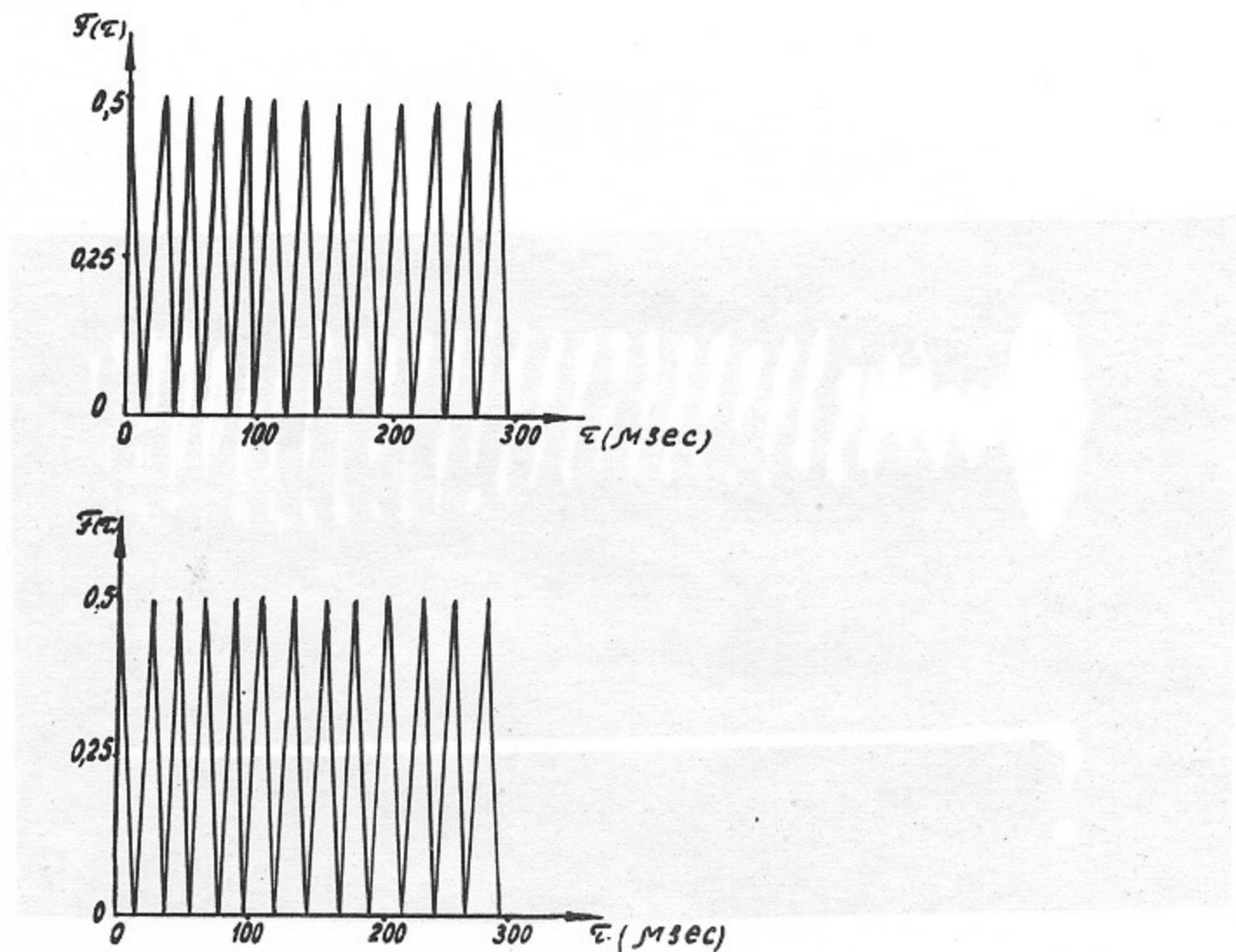


Рис.46. АКФ полного сигнала. $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 0,1$. Внизу - АКФ синусоидального сигнала с генератора.

Установившийся спектр турбулентных колебаний для ионно-циклотронной неустойчивости был найден теоретически в квазилинейном приближении /84/ и в приближении слабой турбулентности /85/. Однако, экспериментальный спектр не является турбулентным, так что сравнение с /84,85/ не имеет смысла, а задача о развитии нелинейных колебаний не рассматривалась.

Поскольку спектр ионно-циклотронной неустойчивости нераспадный, основным нелинейным взаимодействием, согласно /85/, должно быть индуцированное рассеяние волн на ионах, приводящее к расширению спектра в низкочастотную область. Однако, в нашем случае ширина линии в спектре очень мала - $\Delta f \sim \frac{1}{\tau_c} < 10^{-2} f$, так что этот эффект, по-видимому, не играет существенной роли.

Поскольку ток протекает по ограниченной трубке, механизм установления стационарных колебаний может заключаться в следующем. Волна, амплитуда которой нарастает из-за неустойчивости, возбуждается в трубке и распространяется по радиусу. Вне трубки тока нет и волна затухает, т.ч. амплитуда установившихся колебаний определяется инкрементом неустойчивости и временем, необходимым для переноса энергии в область затухания.

Было изучено поведение спектра ионно-циклотронных колебаний при переходе в режим ионного слоя. Оказалось, что при увеличении глубины ионного слоя (уменьшение температуры ионизатора при постоянном потоке нейтралов) частота пиков остается прежней, но возрастает их ширина (рис.47). Одновременно появляются дрейфовые колебания, амплитуда которых растёт с увеличением глубины слоя (низкочастотная область на рис.47). При достаточно большой глубине ионного слоя спектр ионно -

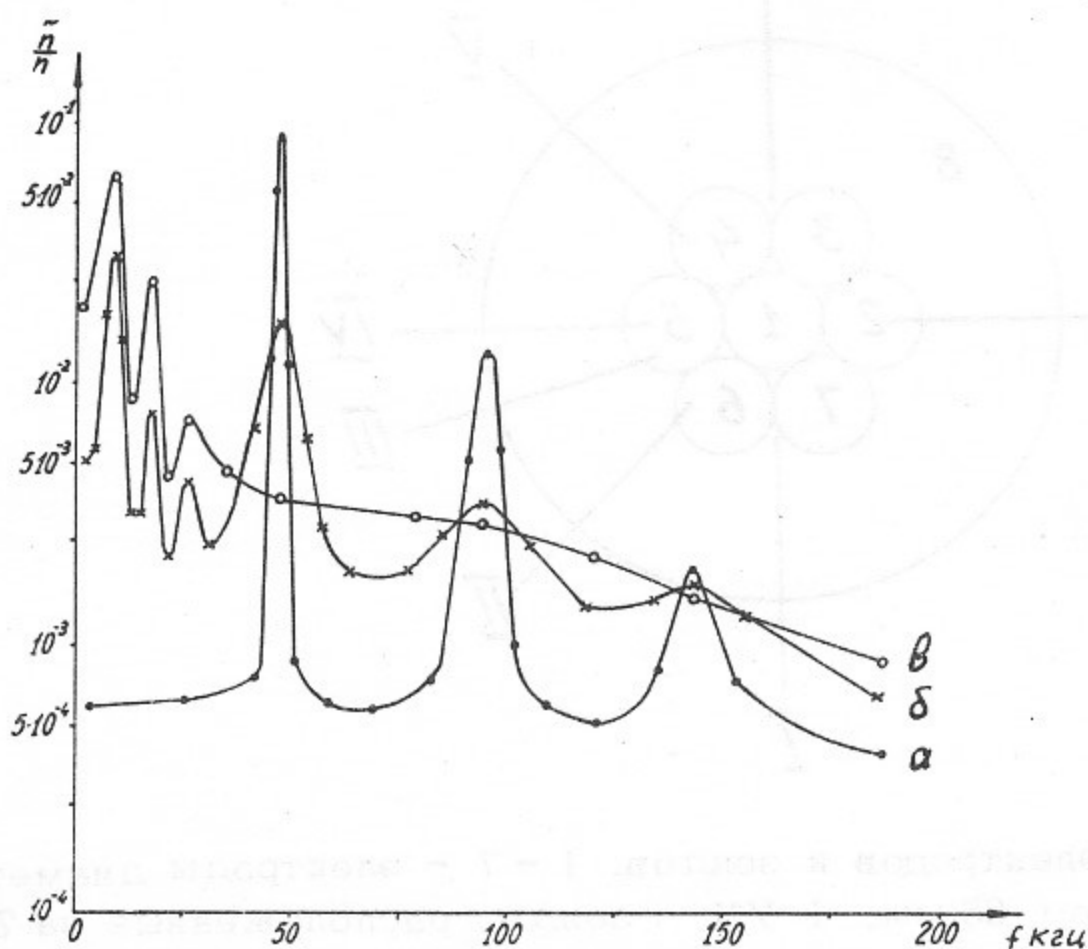


Рис.47. Спектры колебаний при переходе в режим ионного слоя.
 а) $T = 2300^{\circ}\text{K}$; б) $T = 2100^{\circ}\text{K}$; в) $T = 1900^{\circ}\text{K}$; $N = 1200$ э.

циклотронных колебаний становится сплошным (кривая 3). По аналогии со случаем дрейфовой неустойчивости можно предположить, что увеличение глубины ионного слоя приводит к изменению граничных условий, соответствующему росту λ_z /30, 67/. Тогда наблюдаемое уширение пиков можно объяснить возрастанием роли $i-i$ -столкновений, т.к. растёт отношение $\frac{v_{ii}}{k_z V_{Ti}}$. Отметим, что таким же образом было объяснено уширение ионно-циклотронных пиков при увеличении плотности ($n \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$) в работе /93/.

3. Развитие турбулентности при увеличении числа токовых трубок /6, 94/

Для исследования развития ионно-циклотронной неустойчивости при увеличении числа токовых трубок использовалась система электродов и зондов, показанная на рис.48. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя при $N \sim 1000$ э, $n \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

При пропускании тока по любой из токовых трубок 1-7 при скорости дрейфа, большей $U_c \sim (30-35) V_{Ti}$, возбуждается ионно-циклотронная неустойчивость. Следует подчеркнуть, что критическая скорость дрейфа U_c и частота пиков для всех трубок одинаковы.

Как было показано, при возбуждении неустойчивости в одной трубке волна

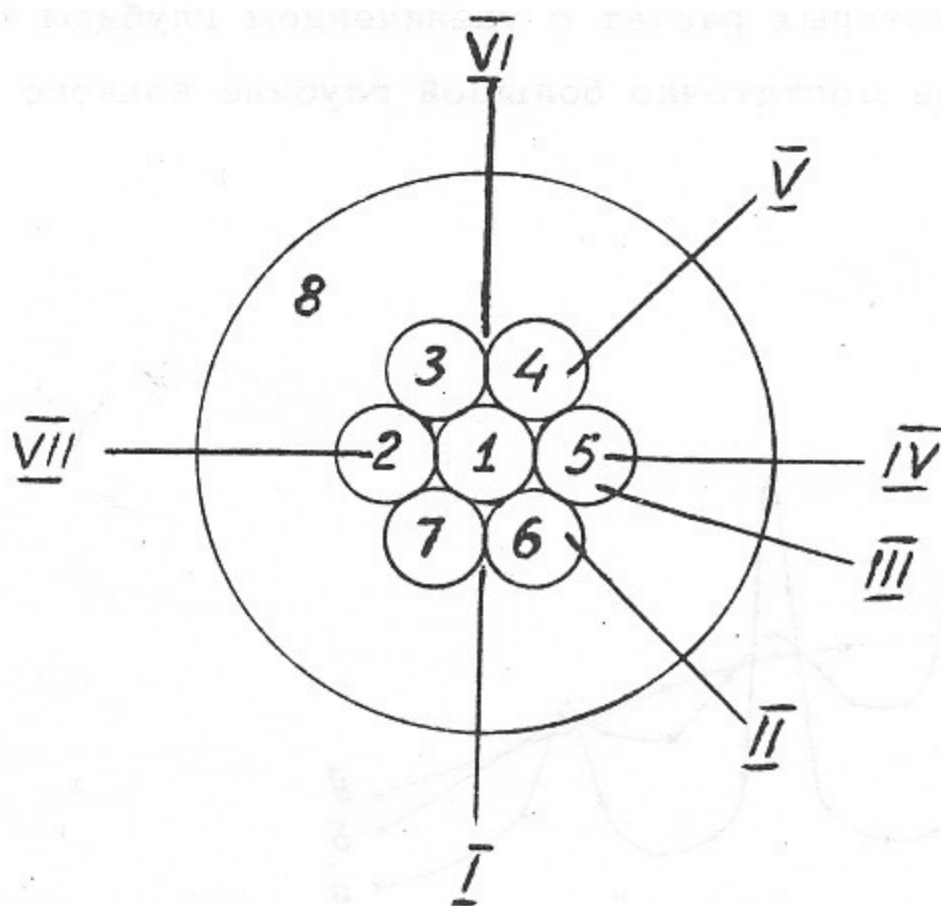


Рис.48. Схема расположения электродов и зондов. 1 - 7 - электроды диаметром 9,5 мм, 8 - электрод диаметром 65 мм, 1-VII - зонды, расположенные на $Z = 10$ мм, 1. 1У, У1 - подвижные по радиусу зонды.

распространяется по радиусу от оси, так что поле волны азимутально симметрично и не должно приводить к радиальной диффузии. При включении соседней трубки для каждой из волн появляется выделенное направление распространения (линия, соединяющая центры трубок), так что перпендикулярно этому направлению можно ожидать появление диффузионного потока, связанного с дрейфом в суммарном поле обеих волн.

На рис.49 показаны осциллограммы колебаний плотности, снятых вне трубок зондом 1 при последовательном включении трубок 6, 7, 1 (см.рис.48). Видно, что включение одной из трубок (например, трубки 6 - кривая "б") не приводит к заметным колебаниям плотности в районе зонда 1. Одновременное включение трубок 6 и 7 приводит к появлению колебаний, амплитуда которых существенно больше суммы амплитуд колебаний, вызванных включением трубок 6 и 7 порознь (кривая "в"). Это подтверждает предположение о появлении диффузионного потока. Включение большего числа трубок приводит к росту амплитуды колебаний плотности (кривая "г"), что говорит о росте коэффициента поперечной диффузии.

Оказывается, что колебания в различных трубках не скоррелированы. Это приводит к появлению случайных разностей потенциала между трубками и нерегулярности колебаний плотности, возникающих в результате диффузии. Вследствие этого увеличение числа токовых трубок приводит к хаотизации колебаний (увеличению ширины пика). Это видно из рис.50а. Спектр I с узким максимумом (регулярные колебания) возбуждается, когда включена только осевая трубка 1. Включение трубок 1-3 приводит к уширению пика (спектр II), возрастающему с ростом числа трубок (спектр III). Следует отметить, что уменьшение амплитуды при увеличении числа трубок на рис.50 - чисто измерительный эффект, связанный с тем, что регистрируется эффективная амплитуда с помощью узкополосного прибора. Абсолютная амплитуда, измеренная по осциллограмме, при этом увеличивается. Низкочастотные колебания, которые появляются при включении достаточно большого числа трубок (рис.50), как будет показано ниже, являются релаксационными.

При пропускании тока по всему сечению столба (электроды 1-8) в спектре нет выделенных максимумов в районе ионно-циклотронной частоты - спектр в этой области имеет шумовой характер (рис.50б), т.е. состояние плазмы является турбулентным. Можно предположить, что турбулентность в этом случае развивается следующим образом. Вследствие случайности начальных флуктуаций в пространстве, ионно-циклотронные колебания возбуждаются в различных "токовых трубках", причём колебания в разных "трубках" не скоррелированы. Вследствие этого возникают случайные диффузионные потоки и, следовательно, появляются случайные возмущения плотности. Эти возмущения, в свою очередь, могут играть роль начальных флуктуа-

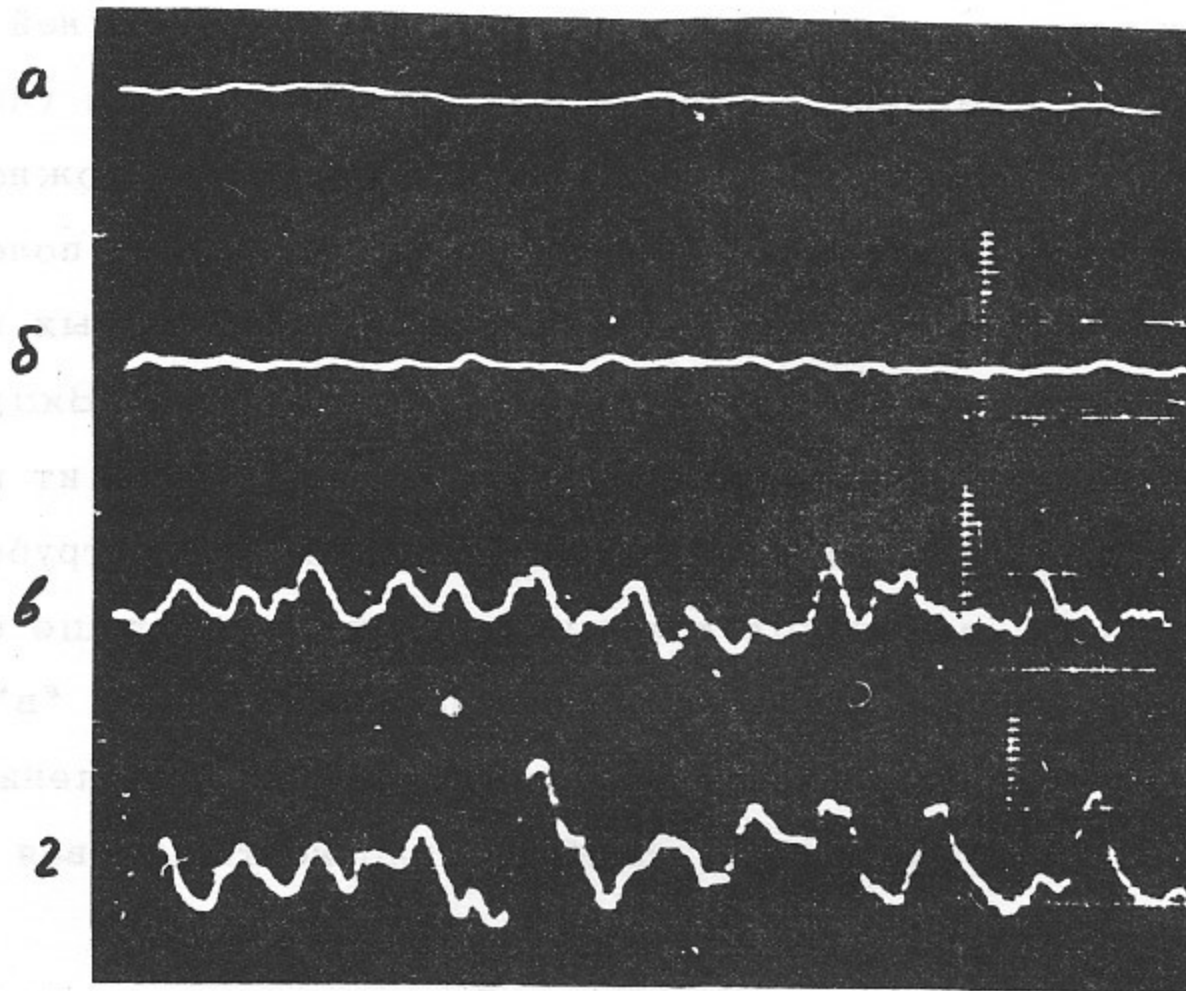


Рис.49. Осциллограммы колебаний плотности на $Z = 12$ мм с зонда 1.
 а) - в отсутствие тока; б) - включён электрод 6; в) - включены электроды 6 и 7;
 г) - включены электроды 1,6,7. Длительность развертки 200 мксек.

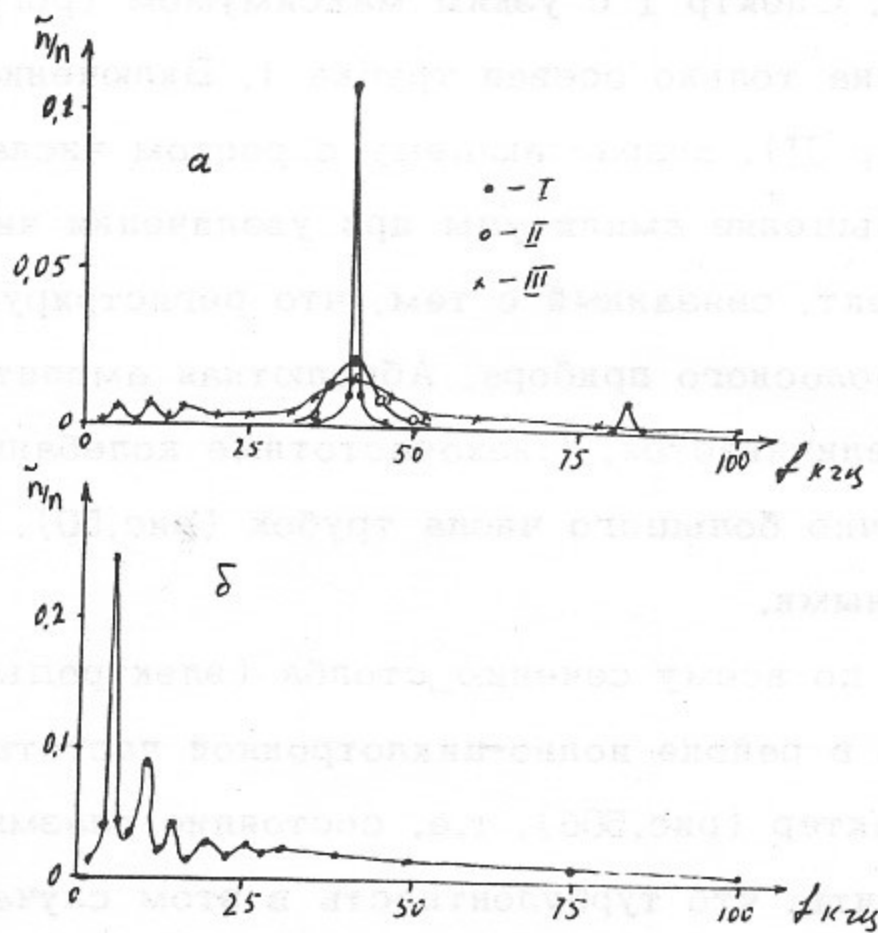


Рис.50. Спектры колебаний, измеренные на оси. а) I - включен электрод 1;
 II - включены электроды 1-3; III - включены электроды 1-5; б) Ток течет по
 всему сечению плазмы.

ций, так что амплитуда колебаний возрастает, приводя к увеличению диффузионного потока и т.д.

4. Турбулентное состояние плазмы /6, 94/

Был исследован характер возбуждения неустойчивости при пропускании тока по всему сечению плазменного столба. Оказалось, что при увеличении скорости дрейфа амплитуда ионно - циклотронных колебаний возрастает скачком, когда U достигает критической величины U_c . При уменьшении скорости дрейфа амплитуда падает скачком при $U < U_c$. Таким образом, возбуждение неустойчивости имеет "жесткий" характер /91, 92/.

При развитой неустойчивости ($U \sim 60 V_{Ti}$) было исследовано турбулентное состояние плазмы. Следует отметить, что плотность при этом промодулирована низкочастотными (~ 5 кгц) колебаниями (см. ниже), ионно-циклотронные колебания возбуждаются в определенной фазе низкочастотных. Приведенные результаты относятся к области ионно-циклотронной неустойчивости.

Из рис.51 видно, что колебания имеют характер нерегулярных пульсаций с периодом $\sim 1/f_{Hi}$. Амплитуда колебаний достигает величины $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 0,5$ (на оси) - 1 (на краю столба). Распределение плотности вероятности амплитуд является гауссовским.

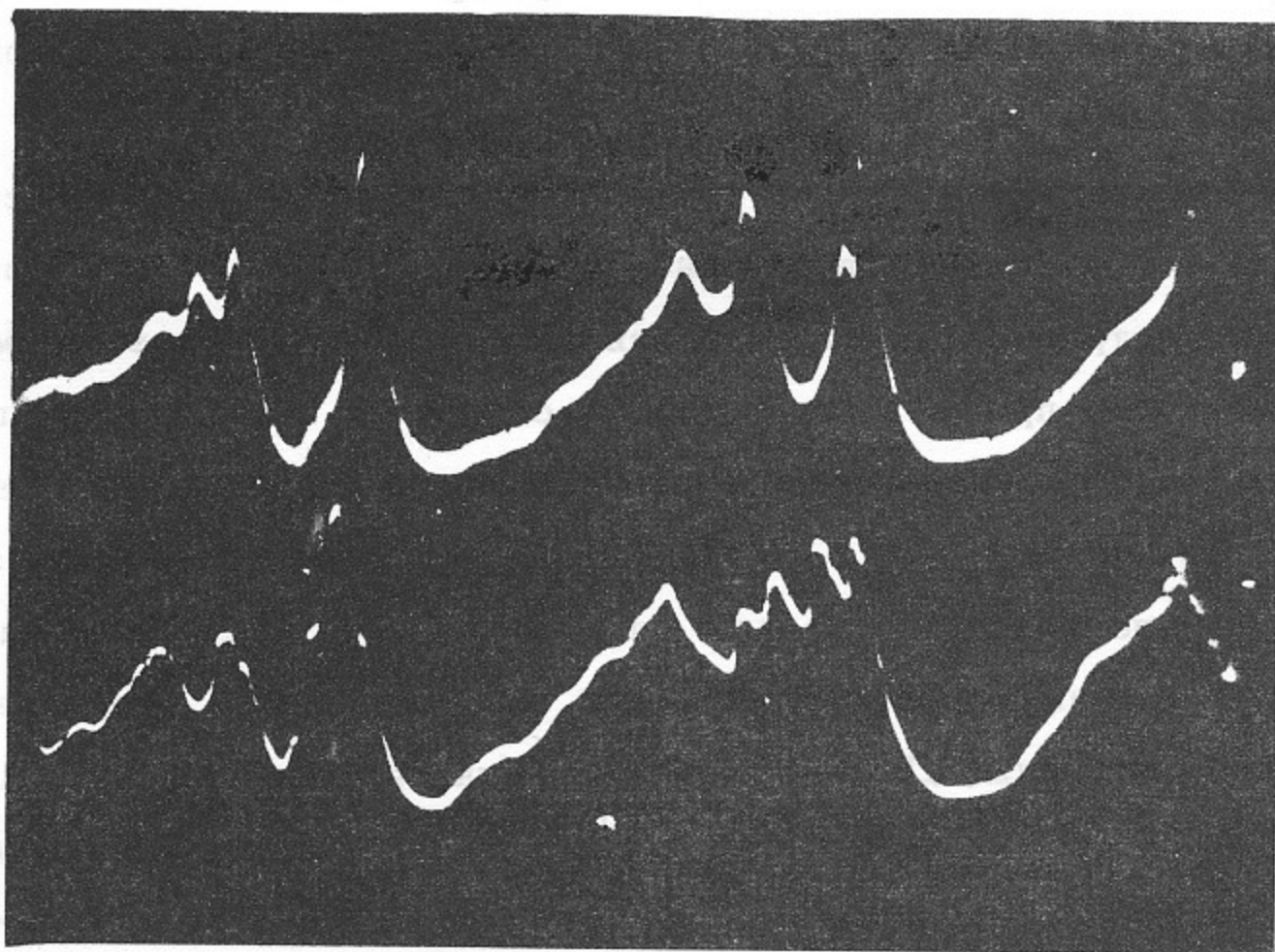


Рис.51. Колебания плотности. Сигналы с зондов 1 и 1У. Длительность развертки 500 мксек.

Время корреляции не превышает одного периода колебаний (рис.52). Взаимные корреляционные функции симметричны относительно времени задержки τ (рис.52) (максимум при $\tau = 0$), откуда следует, что колебания не имеют преимущественного направления распространения поперёк столба. Этот факт подтверждает предположение о том, что ионно-циклотронные волны в разные моменты времени возбуждаются в разных точках по сечению плазменного столба. Поэтому, хотя сами волны распространяются по радиусу, в среднем выделенного направления нет. Из отсутствия выделенного направления следует также, что дрейфовая неустойчивость не возбуждается (для сравнения см.рис.286).

Измерение пространственных корреляционных функций показывает, что вдоль оси столба колебания скоррелированы, на основании чего можно сделать вывод, что спектр по продольным фазовым скоростям узок, а продольная длина волны $\lambda_z \sim 2L$. Радиальная и азимутальная длина корреляции $l_c \sim 1 \text{ см} \sim \frac{\lambda_z}{2}$ (рис.53). Таким образом, турбулентность имеет анизотропный характер и проявляется в виде вытянутых вдоль магнитного поля пульсаций плотности и потенциала с поперечным размером $\sim l_c$.

Были измерены случайные разности потенциала между разными точками по сечению плазменного столба. Оказалось, что на расстояниях Δx , меньших l_c , среднее значение $\Delta\varphi$ растёт с ростом Δx . При $\Delta x \geq l_c$ среднее $\Delta\tilde{\varphi}$ постоянно (этот факт согласуется с тем, что поперечный размер пульсаций $\sim l_c$) и достигает величины $\sim 0,1 - 0,2$ в, так что $e\Delta\tilde{\varphi}/T_e \sim 0,5 - 1$, а напряженность случайного электрического поля $\tilde{E} \sim \Delta\tilde{\varphi}/l_c \sim 0,1 - 0,2$ в/см. При этом $\tilde{E}^2/8\pi n T_e \sim 10^{-4} - 10^{-5}$.

Следует отметить, что характер турбулентности при развитой неустойчивости существенно отличается от слабой турбулентности, рассмотренной в работах /84,85/ для случая ионно-циклотронной неустойчивости. Действительно, в этих работах предполагается, что спектр по продольным фазовым скоростям лежит в диапазоне $V_{Ti} - U$, в то время как экспериментально наблюдается возбуждение практически одной продольной гармоники с $\frac{\omega}{k_z} \sim U > V_{Ti}$. Нелинейный механизм, определяющий амплитуду, по-видимому, также отличается от /85/, где в качестве основного нелинейного механизма рассматривается индуцированное рассеяние, приводящее к ограничению амплитуды. Действительно, оценка амплитуды колебаний по формуле /85/ $(\sum_k \frac{e^2 \tilde{\varphi}_k^2}{T^2})^{1/2} \sim 0,1 \left(\frac{U}{V_{Te}} \frac{T_i T_e}{(T_i + T_e)^2} \right)^{1/2}$ даёт величину $\frac{e\tilde{\varphi}}{T} \sim 10^{-2}$, в то время как наблюдается амплитуда $e\tilde{\varphi}/T \sim 0,5 - 1$. "Жесткий" характер возбуждения неустойчивости также указывает на наличие нелинейного механизма, не учтенного в теории /84,85/. Возможный нелинейный механизм будет рассмотрен ниже.

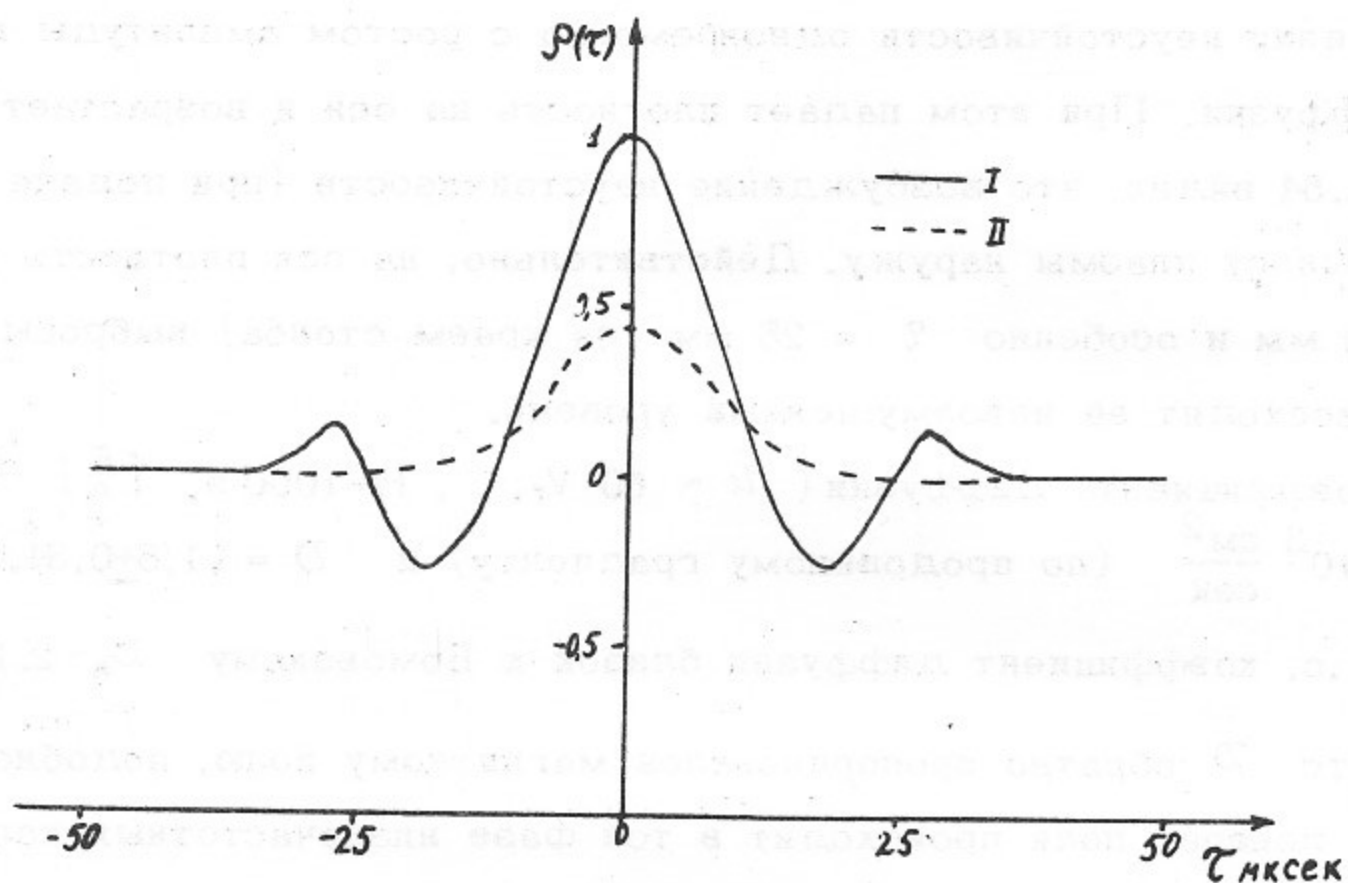


Рис.52. Временные корреляционные функции: I - АКФ ($\xi = 0$); II - ВКФ сигналов с зондов I и II ($\xi = 7$ мм).

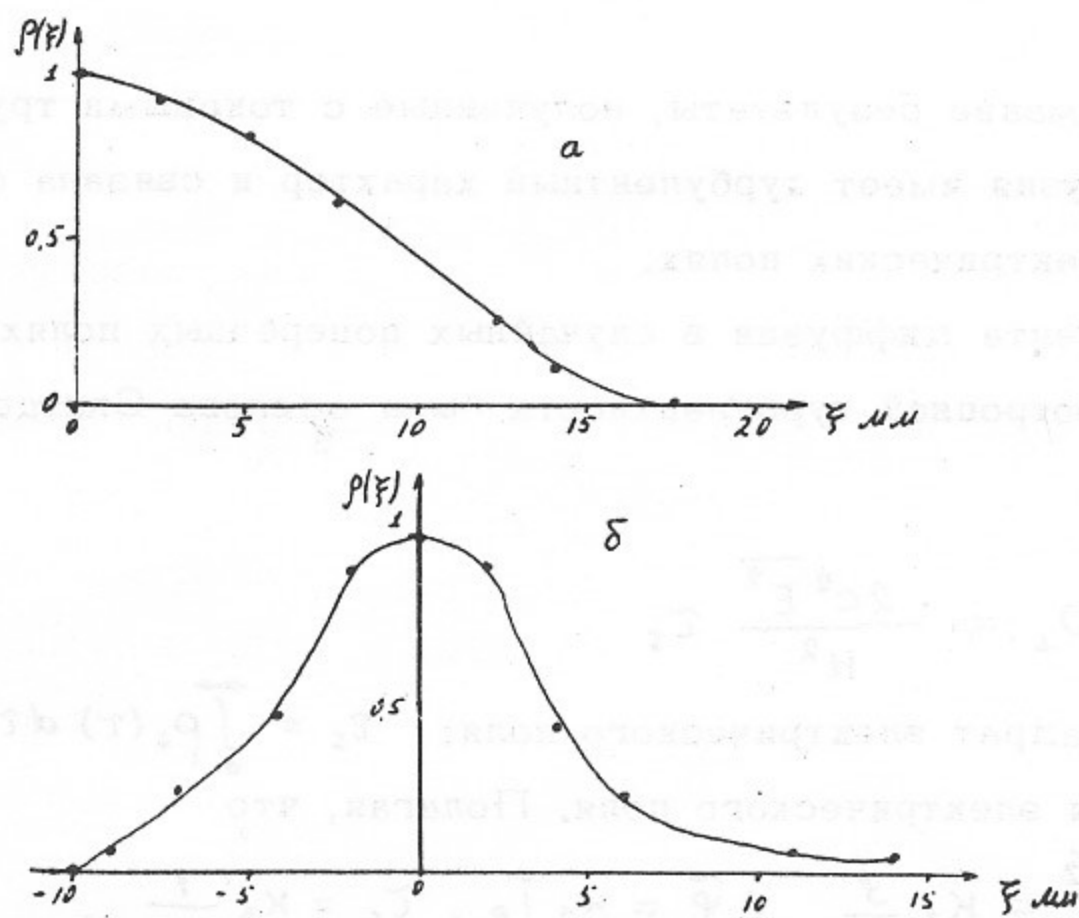


Рис.53. Пространственные корреляционные функции. а - азимутальная; б - радиальная.

5. Диффузия поперёк магнитного поля /6, 15, 94/

При возбуждении неустойчивости одновременно с ростом амплитуды возрастает коэффициент диффузии. При этом падает плотность на оси и возрастает поток на измеритель. Из рис.54 видно, что возбуждение неустойчивости (при подаче импульса тока) приводит к выносу плазмы наружу. Действительно, на оси плотность уменьшается, а на $z = 10$ мм и особенно $z = 25$ мм (за краем столба) выбросы плотности значительно превосходят её невозмущенный уровень.

Измерение коэффициента диффузии ($u \sim 60 v_{Ti}$, $N=1000$ э, $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$) даёт $D = (3 \pm 1) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (по продольному градиенту) и $D = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ (по измерителю). Т.о. коэффициент диффузии близок к Бомовскому $D_B \sim 2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Из рис.55 видно, что D обратно пропорционален магнитному полю, подобно D_B .

Уход плазмы поперёк поля происходит в той фазе низкочастотных колебаний, когда возбуждены ионно-циклотронные пульсации. Это видно из рис.56, где показаны колебания потенциала между зондами II и У (см.рис.48) и колебания плотности вне плазменного столба ($z = 25$ мм) с зонда 1У. Анализ пространственной картины показывает, что выбросы плотности в разных точках по азимуту появляются в те моменты времени, когда на данном азимуте существует разность потенциалов. Поскольку колебания потенциала случайны, поток поперёк поля в среднем азимутально-симметричен.

Принимая во внимание результаты, полученные с токовыми трубками, можно утверждать, что диффузия имеет турбулентный характер и связана с движением плазмы в случайных электрических полях.

Оценка коэффициента диффузии в случайных поперечных полях для аналогичного нашему случаю анизотропной турбулентности была сделана Спитцером /95/. Согласно этой оценке

$$D_{\perp} = \frac{2c^2 \overline{E^2}}{H^2} \tau_s \quad (III.5)$$

где $\overline{E^2}$ - средний квадрат электрического поля; $\tau_s = \int_0^{\infty} \rho_E(\tau) d\tau$; $\rho_E(\tau)$ - корреляционная функция электрического поля. Полагая, что

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

где K_1, K_2, K_3 - коэффициенты, определяемые экспериментально, получаем

$$D_{\perp} = 2 K_1^2 K_2^2 K_3 \left(\frac{c T_e}{e H} \right) \quad (III.6)$$

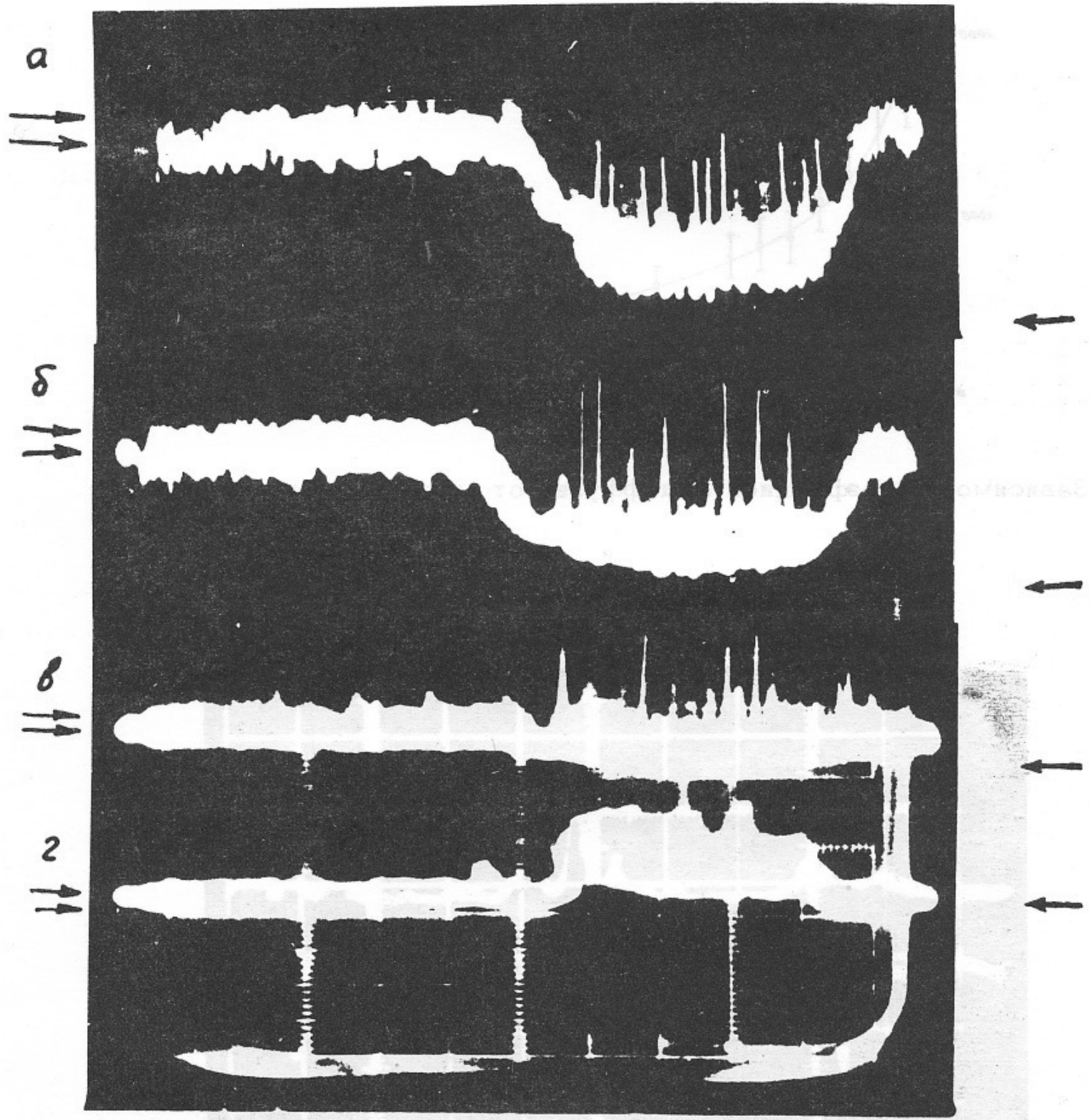


Рис.54. Колебания плотности. а) $z = 0$, б) $z = 10$ мм, в) $z = 25$ мм, г) ток измерителя диффузии. Одной стрелкой показаны нулевые, двумя - невозмущенные уровни плотности.

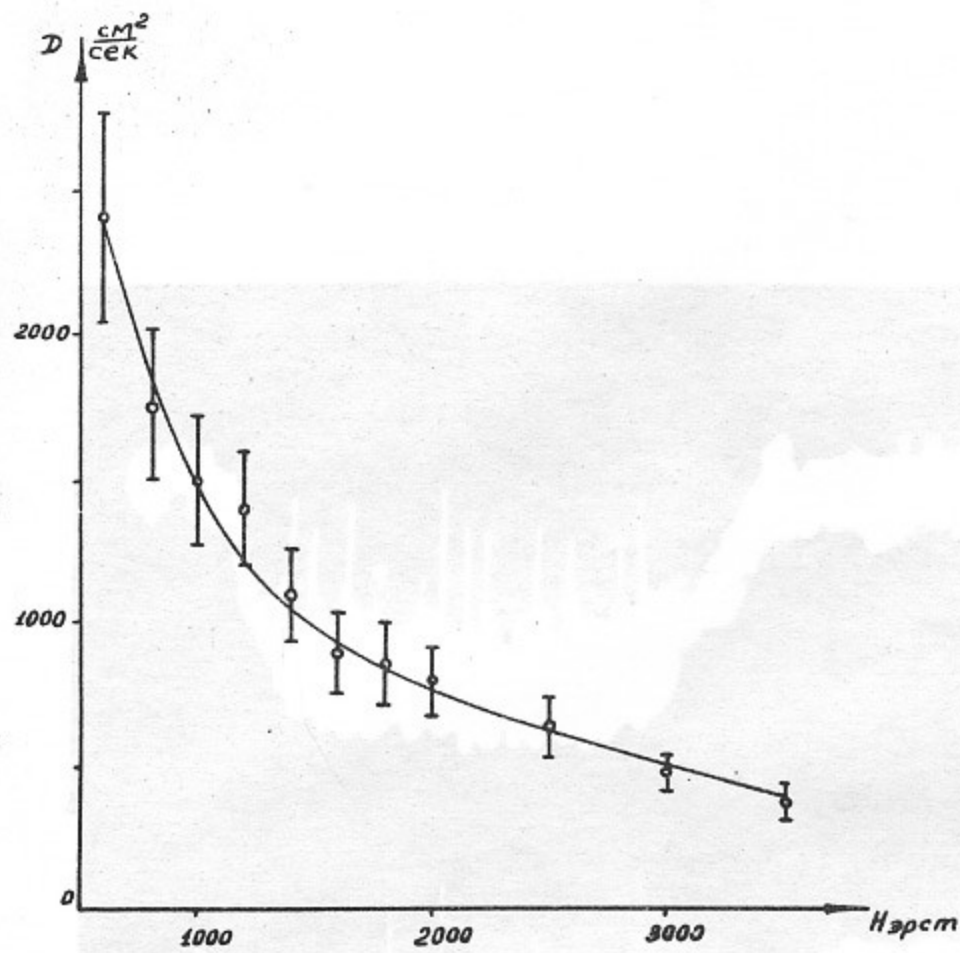


Рис.55. Зависимость коэффициента диффузии от магнитного поля.

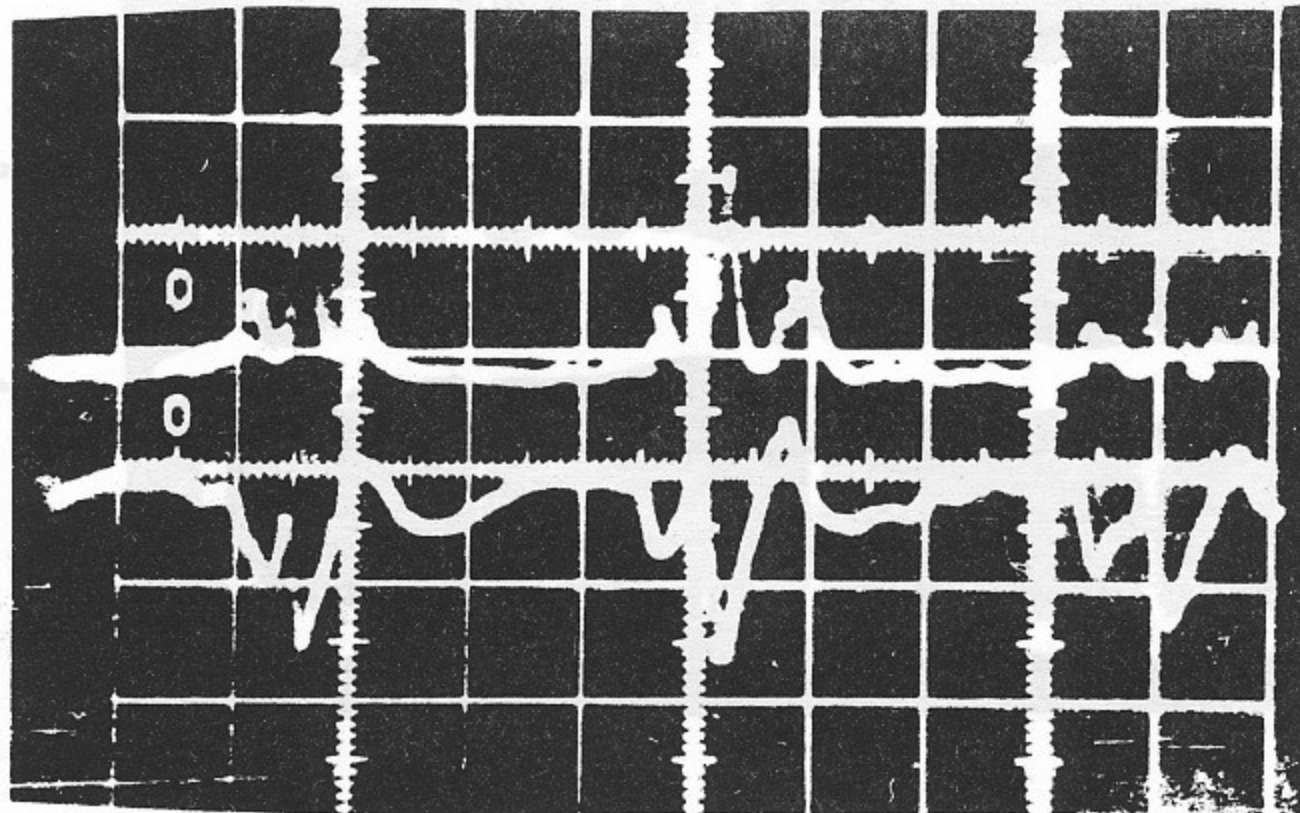


Рис.56. Верхний луч - колебания плотности на $z = 25$ мм (зонд 1У); нижний луч - разность потенциалов между зондами II и У; длительность развертки 500 мксек.

Пользуясь вместо $\rho_E(\tau)$ корреляционной функцией плотности, находим для нашего случая $D \sim 2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$ ($N=1000 \text{ э}$), $D \propto N^{-1}$, что находится в хорошем согласии с экспериментом.

Следует отметить, что эта оценка применима только для нерезонансных частиц, скорость которых мала по сравнению с продольной фазовой скоростью волн, т.е. в нашем случае для ионов и малой доли электронов.

Обычно считается, что диффузия электронов определяется резонансными электронами, скорость которых близка к продольной фазовой скорости волн. При рассмотрении в квазилинейной теории и теории слаботурбулентной плазмы /84,85/ коэффициент диффузии определяется амплитудой колебаний и спектром по продольным фазовым скоростям. В нашем случае, как уже отмечалось, спектр по $\frac{\omega}{k_z}$ не развивается, амплитуда существенно отличается от теоретической оценки /85/, что говорит о наличии неучтенных в теории нелинейных механизмов. Неудивительно, что и оценка коэффициента диффузии по формулам /85/ даёт значение $D \sim 5 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, существенно отличающееся от экспериментального $D \sim 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Таким образом, ни турбулентный спектр, ни диффузию не удаётся объяснить в рамках квазилинейной теории или теории слаботурбулентной плазмы.

Для качественного объяснения наблюдаемых эффектов можно предполагать, что существенным нелинейным механизмом является захват электронов волной конечной амплитуды /96/. Действительно, волна захватывает электроны со скоростями, лежащими в диапазоне $V \sim \left(\frac{\omega}{k_z} \pm \sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}} \right)$. В нашем случае $\frac{\omega}{k_z} \approx U_{\text{max}} \sim 0,2 V_{Te}$, а значение $\sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}}$ возрастает от $\sim 0,3 V_{Te}$ при $e\tilde{\varphi}/T \sim 0,1$ до $\sim V_{Te}$ при $e\tilde{\varphi}/T \sim 1$, так что число захваченных электронов велико, даже если возбуждена одна z -гармоника. Поскольку захваченные электроны эквивалентны резонансным, именно этот эффект может обусловить большую диффузию электронов поперёк магнитного поля.

Инкремент нарастания неустойчивости, возбуждаемой черенковским механизмом, определяется отношением числа электронов, передающих энергию волне (электроны со скоростями в диапазоне $V \sim \frac{\omega}{k_z} - \frac{\omega}{k_z} + \sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}}$), к числу электронов, отбирающих энергию у волны ($V \sim \frac{\omega}{k_z} - \frac{\omega}{k_z} - \sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}}$). При максвелловском распределении электронов с увеличением амплитуды $\left(\sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}} \right)$ это отношение возрастает, так что инкремент растёт с ростом амплитуды, что должно привести к "жесткому" возбуждению неустойчивости.

Поскольку амплитуда быстро нарастает, растёт и число захватываемых электронов. Их взаимодействие с волной может привести к сильным случайным изменениям электрического поля, так что именно захват может явиться основным нелиней-

ным механизмом, определяющим время корреляции. Случайные изменения поля приводят к диффузии нерезонансных частиц (ионов), а также к стохастическому нагреву ионов (существование такого нагрева будет показано ниже). Следует отметить, что нагрев ионов (диффузия в пространстве скоростей) может являться основным нелинейным механизмом, ограничивающим амплитуду колебаний.

6. Нагрев ионов /6, 94/

При возбуждении неустойчивости наблюдается появление ускоренных поперёк магнитного поля ионов с энергией, значительно превышающей тепловую. Из рис. 57 видно, что возбуждение неустойчивости приводит к изменению всей вольт-амперной характеристики, на основании чего можно сделать вывод, что наблюдается нагрев всех ионов плазмы, а не ускорение малой их части. Оцененная по вольтамперной характеристике температура ионов оказывается равной $T_{Li} \sim 1-2$ эв, т.е. значительно превышает начальную $T_{i0} \sim 0,2$ эв.

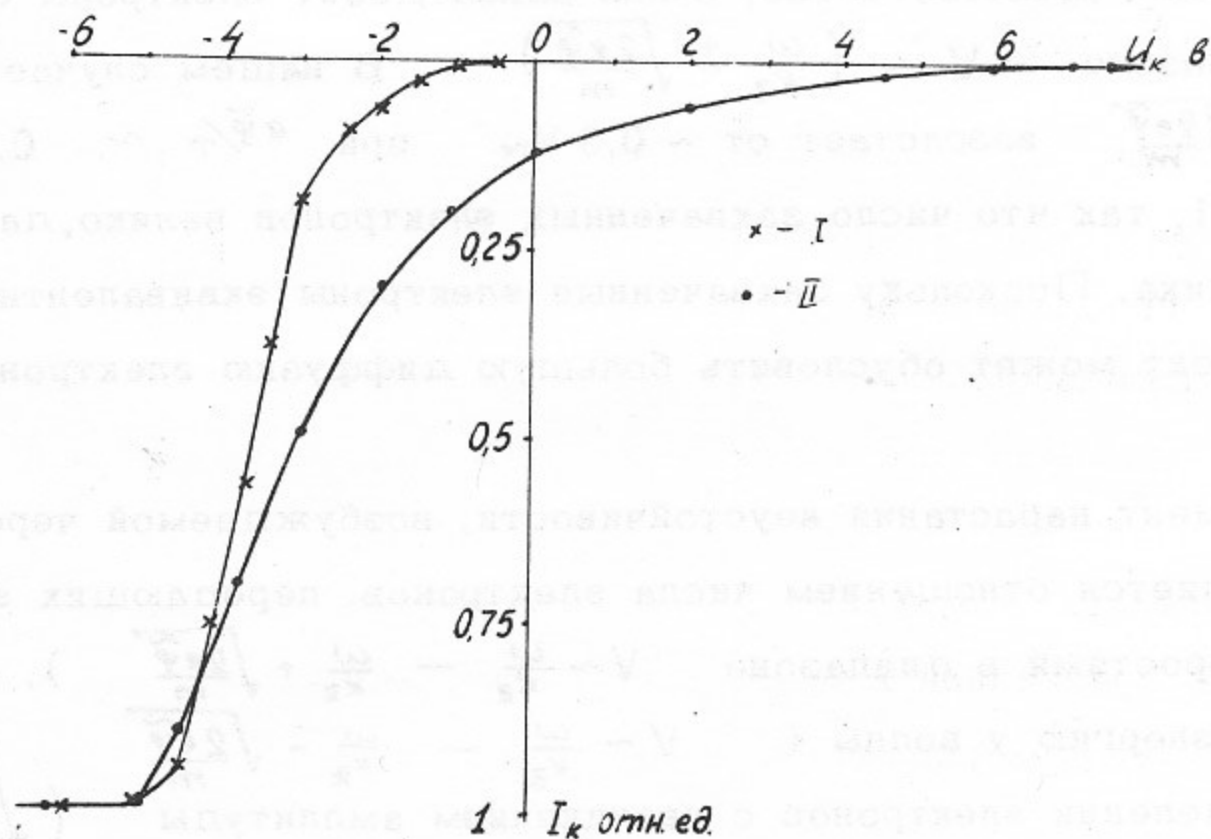


Рис. 57. Вольт-амперные характеристики анализатора поперечной энергии: I - в отсутствие неустойчивости; II - при развитой неустойчивости.

На рис.58, 59 показаны осциллограммы тока анализатора поперечной энергии ионов и колебаний плотности в плазме. Из рис.58, на котором показан ток ионов с энергией ≈ 1 эв ($U_k = -3$ в), видно, что ускоренные ионы появляются практически одновременно с нерегулярными пульсациями в плазме и исчезают после их прекращения. Ионы большей энергии появляются позже (рис.59 $U_k = +3$ в, энергия ионов ≈ 6 эв) и также исчезают с прекращением пульсаций. Таким образом ускорение ионов связано с турбулентными ионно-циклотронными колебаниями, энергия ионов растёт при увеличении времени ускорения. Это позволяет сделать вывод, что механизм нагрева — стохастический. Отметим, что резонансное ускорение на ионно-циклотронных волнах исключается, т.к. колебания имеют нерегулярный характер и время корреляции не превышает одного циклотронного периода.

Если нагрев является стохастическим, то для оценки температуры можно воспользоваться полуфеноменологической формулой /80/, уже использованной для описания нагрева ионов при ионно-звуковой неустойчивости /II.8/. В этом случае ρ_i не превосходит существенно размеров плазменного столба. Время нагрева определяется временем существования пульсаций Δt , т.к. оказывается, что $\Delta t \sim \frac{4}{f_{ni}}$ меньше времени пролёта L/v_i , т.е. потери на стенке несущественны. Формулу (II.8) можно упростить, учитывая, что максимальную амплитуду имеют колебания с частотами $\omega_k \sim \omega_{ni}$, причём $\tilde{E}^2 \sim \left(\frac{\tilde{\varphi}}{e_c}\right)^2$:

$$T_{\perp i} \sim T_{i0} + \frac{e^2 \tilde{\varphi}^2 \tau_c \Delta t}{2M e_c^2} \quad (III.7)$$

Эта оценка даёт $T_{\perp i} \sim 1$ эв в хорошем согласии с экспериментальной величиной $T_{\perp i} \sim 1-2$ эв, что подтверждает вывод о стохастическом механизме нагрева ионов

Анализ продольной энергии ионов показывает, что при возбуждении неустойчивости она также возрастает, хотя и существенно меньше, чем поперечная. Оценка температуры в предположении о стохастическом механизме нагрева даёт очень малую величину $\Delta T_{\parallel} \ll T_{i0}$, поскольку $\tilde{E}_z = K_z \tilde{\varphi}$ мало. Возрастание продольной энергии можно объяснить $i-i$ столкновениями, приводящими к передаче энергии из поперечной в продольную компоненты, поскольку время $i-i$ столкновений ($\sim 0,5 \cdot 10^{-4}$ сек) сравнимо с временем нагрева ($\sim 1 \cdot 10^{-4}$ сек).

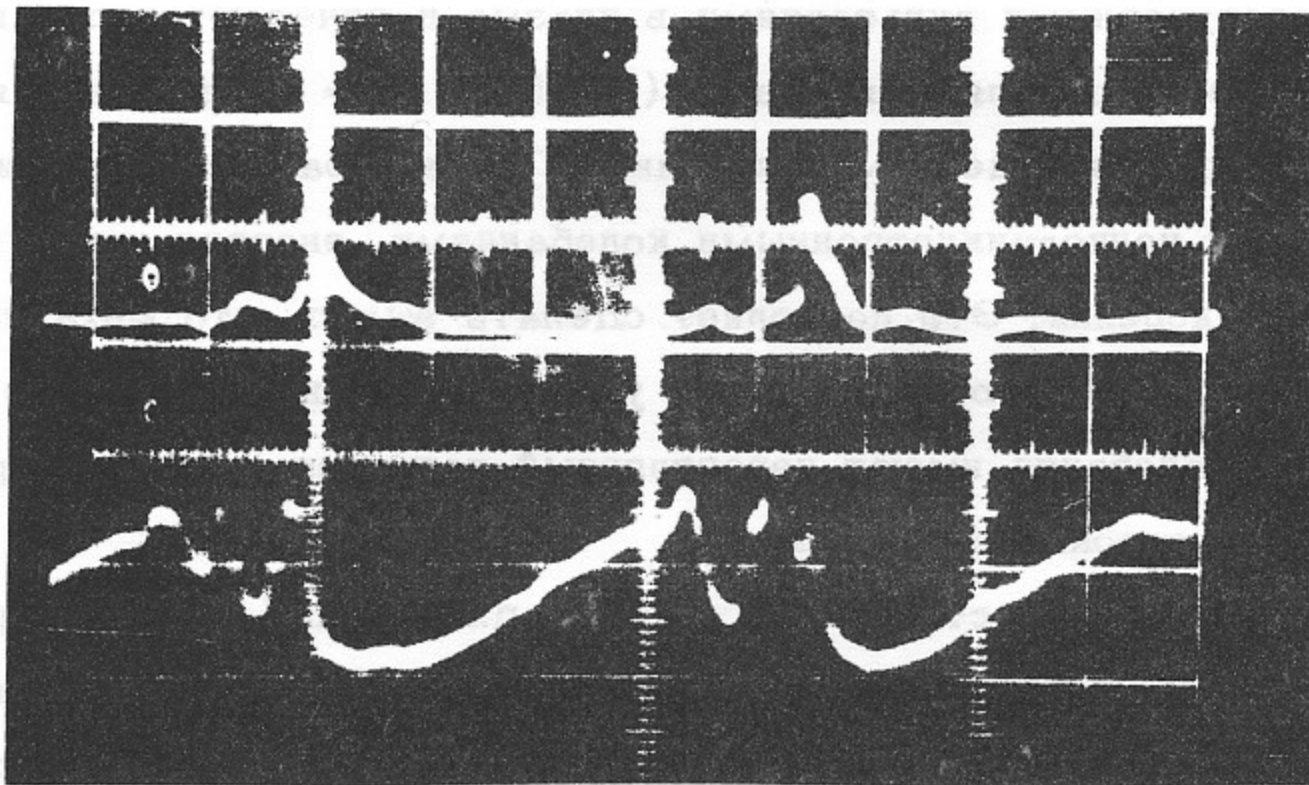


Рис.58. Верхний луч - ток анализатора поперечной энергии; $U_k = - 3$ в.
Нижний луч - колебания плотности на $z = 10$ мм.

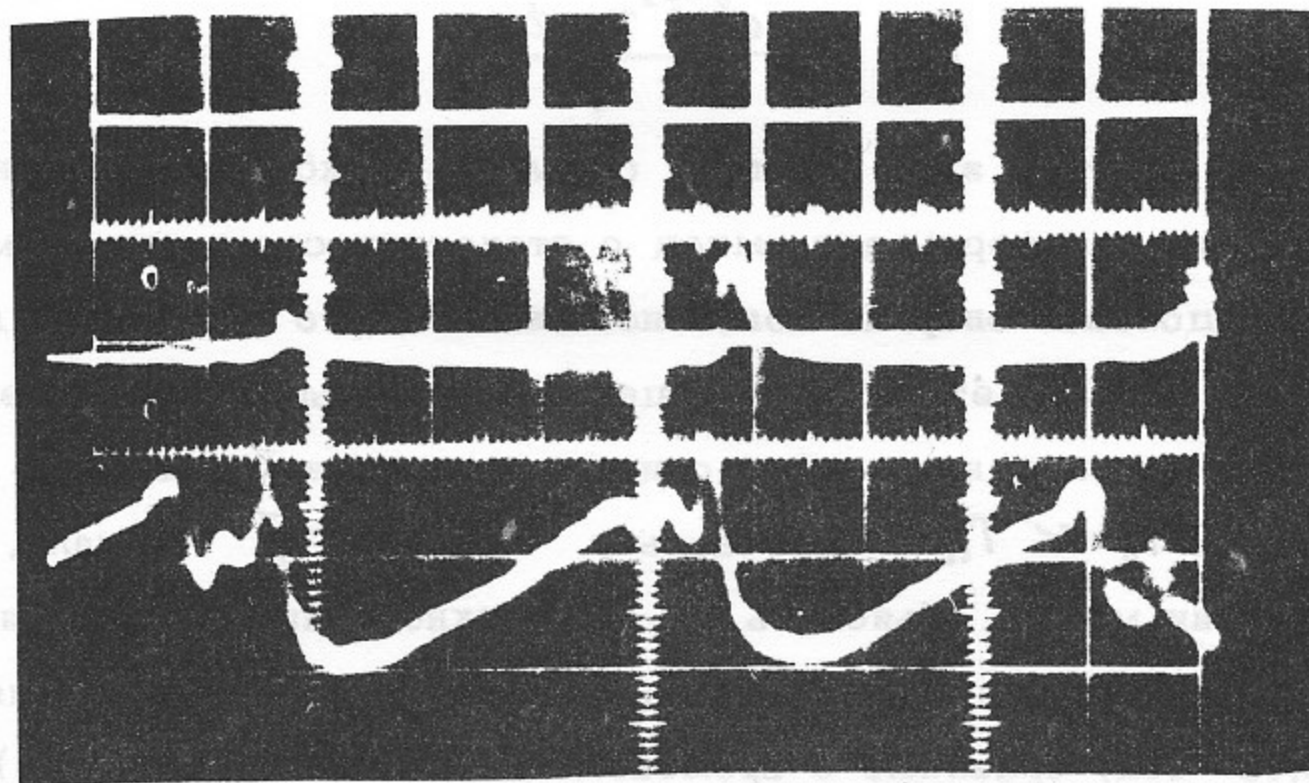


Рис.59. Верхний луч - ток анализатора: $U_k = + 3$ в. Нижний луч - колебания
плотности на $z = 10$ мм.

7. Релаксационные колебания /6, 15, 98/

Рассмотрим теперь вопрос о природе низкочастотных колебаний. При пропускании тока по всему сечению плазменного столба в режиме электронного слоя при некоторой критической скорости U скачком возбуждаются низкочастотные колебания. Одновременно скачком возрастает диффузия. Критическая скорость, при которой возбуждаются эти колебания, $U_0 = (3 \pm 1) \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}} \sim 30 V_{Ti}$, т.е. совпадает с U_c для ионно-циклотронной неустойчивости. Спектр колебаний показан на рис.50б, частота первой гармоники ~ 5 кгц.

Частота колебаний обратно пропорциональна длине плазменного столба и не зависит от магнитного поля. Из фазовых измерений следует, что колебания не имеют азимутальной и радиальной компоненты. Колебания напоминают стоячую продольную волну, т.к. максимальная плотность наблюдается практически одновременно по всей длине системы. Если предполагать, что $\lambda_z \sim 2L$, то фазовая скорость $f\lambda_z = 1,8 \cdot 10^5 \text{ см/сек} \sim C_s$. Эти факты дали повод считать колебания ионно-звуковыми /15,97,99/, что при более детальном анализе оказалось неверным.

Оказалось, что форма колебаний различна в разных точках по оси плазменного столба (на разных Z), что видно из рис.60. Было найдено, что нерегулярные ионно-циклотронные колебания возбуждаются в фазе максимальной и прекращаются в фазе минимальной плотности, существуя в течение времени $\tau_0 \sim 4/fni$ (рис.61). Как уже говорилось, именно в течение этого времени наблюдается повышенная диффузия (рис.56). Как видно из рис.60, возбуждение нерегулярных колебаний происходит одновременно по всей длине столба. Нарастание плотности происходит позже на больших Z .

На основании этих фактов было сделано предположение, что низкочастотные колебания являются результатом релаксационного процесса, механизм которого заключается в следующем. Когда ток превышает критический ($U > U_c$), в плазме возбуждаются нерегулярные ионно-циклотронные колебания, приводящие к диффузии. Вследствие диффузии падает плотность и появляется продольный градиент плотности $n \sim n_0 e^{-\alpha z}$ (n_0 - плотность вблизи ионизатора). Так как при положительном потенциале на электроде ток в столбе определяется плотностью вблизи электрода $j = n_x U$, то уменьшение n_x приводит к уменьшению тока и скорости дрейфа в столбе и вблизи ионизатора, равной j/n_0 . Когда ток падает настолько, что $j/n_0 < U_c$, неустойчивость прекращается у ионизатора, а при дальнейшем уменьшении тока постепенно по всей длине плазменного столба. Если диффузия велика, неустойчивость прекращается практически одновременно по всей

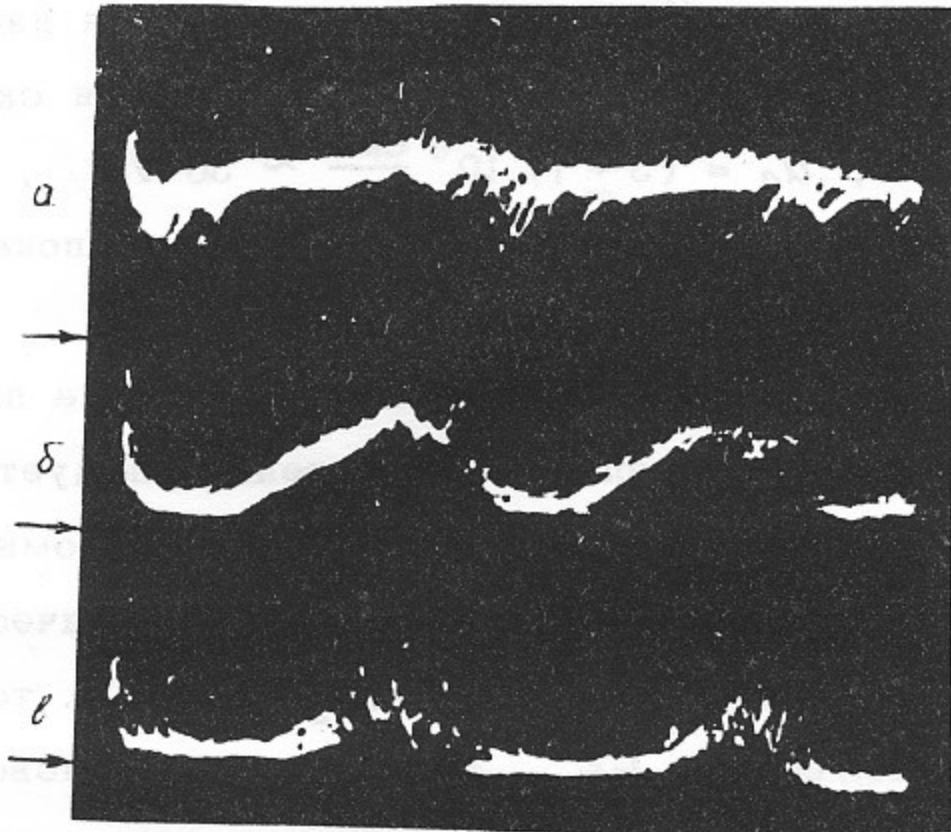


Рис.60. Колебания плотности. а) $Z = 10$; б) $Z = 20$; в) $Z = 30$ см; стрелками указаны нулевые уровни плотности; длительность развертки 500 мксек.

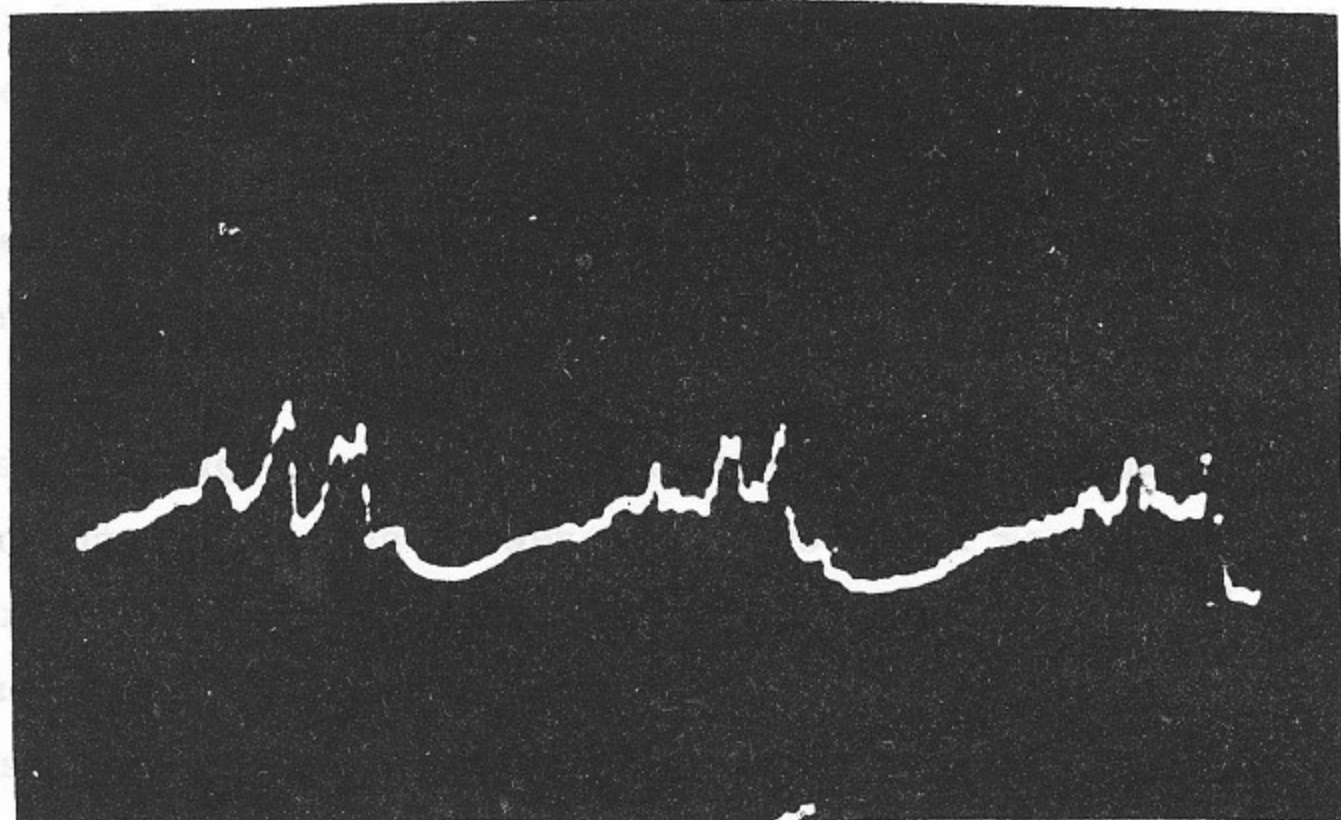


Рис.61. Колебания плотности. $Z = 20$ см; $Z = 0$; длительность развертки 500 мксек.

длине. После срыва неустойчивости от ионизатора распространяется фронт невозмущенной плазмы. Когда этот фронт достигает электрода (при этом $n_z = n_0$ и $U > U_c$ на всей длине системы) возбуждается неустойчивость и процесс повторяется.

В результате, в системе устанавливаются периодические во времени колебания, частота которых определяется временем τ_0 , за которое U падает ниже U_c и скоростью движения фронта V_0 :

$$f \sim \frac{1}{L/V_0 + \tau_0} \quad (III.8)$$

Оценка f на основании τ_0 , определенного по осциллограмме (рис.61), V_0 , найденного по сдвигу фронта нарастания плотности на разных z , даёт величину

$f = 4,5$ кгц, совпадающую с экспериментальной $f = 4,5$ кгц. В согласии с формулой (III.8) частота обратно пропорциональна L и не зависит от магнитного поля (τ_0 , определяемое величиной D , зависит от H , однако $\tau_0 < L/V_0$, т.ч. f практически не зависит от магнитного поля).

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемые низкочастотные колебания являются релаксационными, причём причиной их возбуждения является ионно-циклотронная неустойчивость, приводящая к диффузии.

Эти же колебания наблюдаются и в режиме ионного слоя. В этом случае в отсутствие тока возбуждена дрейфовая неустойчивость. При пропускании тока амплитуда дрейфовых колебаний возрастает, одновременно возрастает диффузия. При $U > U_0$ возбуждаются низкочастотные колебания, причём и в этом случае $U_0 \sim U_c$.

Следует обратить внимание, что релаксационные колебания такого типа могут возбуждаться в любых системах с непрерывной генерацией плазмы при наличии зависимости от плотности условий возбуждения неустойчивости, приводящей к диффузии.

ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

1. В в е д е н и е

Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой вызывает широкий интерес, особенно в связи с возможностями использования интенсивных электронных пучков для нагрева плазмы, наблюдавшегося в ряде экспериментов /100-103/.

Исследованию различных типов пучковых неустойчивостей посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ (см., например, /104-107/ и статьи /108-111/). Неустойчивости, возбуждаемые быстрым пучком ($V_0 \gg V_{Te}$) малой плотности ($n_1 \ll n_0$) в замагниченной плазме ($\omega_{ne} \gg \omega_{oe}$), в случае, когда пучок и плазма ограничены по радиусу, рассмотрены теоретически в работах /105, 112, 113/. Найдено, что плазма неустойчива относительно возбуждения циклотронных и ленгмюровских волн типа $\tilde{\varphi} = \varphi_0 J_m(k_{\perp} z) \exp i(-\omega t + m\theta + k_z z)$ с частотами, соответственно, $\omega \sim \omega_{ne}$ и

$$\omega \sim \omega_{oe} \frac{k_z}{K} \quad (1У.1)$$

здесь $K = \sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2}$. Неустойчивость может возбуждаться доплеровским и черенковским механизмом. В последнем случае продольная фазовая скорость колебаний

$$\frac{\omega}{k_z} \lesssim V_0 \quad (1У.2)$$

Инкремент нарастания плазменной неустойчивости в случае, когда радиус пучка равен радиусу плазмы

$$\gamma \sim \frac{k_z}{K} \omega_{oe} \left(\frac{\omega_{ie}^2}{\omega_{oe}^2} \right)^{1/3} = \frac{k_z}{K} \omega_{oe} \left(\frac{n_1}{n_0} \right)^{1/3} \quad (1У.3)$$

В случае, когда радиус пучка a меньше радиуса плазмы R , согласно /105/, выражение для γ следует умножить на $d = \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_m a}{R} N_m(\lambda_m) \right)^{2/3}$, где

λ_m - корень функции Бесселя, N_m - функция Неймана. Для азимутально-симметричной гармоники $m = 0$ $d = 1,5 (a/R)^{2/3}$. Отметим, что в нашем случае $d \sim 0,5$.

Условие возбуждения плазменной неустойчивости в ограниченной системе, согласно /105/, имеет вид

$$\left(\frac{\omega}{K_z}\right)^2 < \left(\frac{\omega_{oe}}{K}\right)^2 \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^2$$

и, с учётом (1У.2)

$$V_0 < \frac{\omega_{oe}}{K} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^{\frac{1}{3}}\right] \quad (1У.4)$$

В случае, когда отношения n_1/n_0 и K_z/K_{\perp} достаточно малы, условие (1У.4) имеет вид $V_0 < \frac{\omega_{oe}}{K_{\perp}}$; так как K_{\perp} определяется только геометрией системы и не зависит от скорости пучка и плотности плазмы, условие (1У.4) задает либо верхнюю критическую скорость (при $n_0 = \text{const}$), либо нижнюю критическую плотность (при $V_0 = \text{const}$).

Имеется много экспериментальных работ, в которых наблюдалась электронно-циклотронная ¹⁰⁷/114-119/ и плазменная /104 (1963 г.), 111, 120-122/ неустойчивости. Результаты ряда работ качественно согласуются с линейной теорией. Следует отметить, что практически все эксперименты проводились с плазмой, создаваемой самим пучком, что затрудняет трактовку результатов. Электронно-циклотронная неустойчивость исследована несколько подробнее. Следует отметить работу /107/, в которой измерялась дисперсионная кривая $\omega(K)$ циклотронных колебаний и инкремент нарастания неустойчивости. Найдено, что экспериментальная зависимость $\omega(K)$ удовлетворительно описывается линейной теорией, но инкремент неустойчивости оказывается в несколько раз меньше расчётного.

Нелинейные эффекты (в частности, изменение функций распределения плазмы и пучка) при взаимодействии пучка с плазмой интенсивно исследовались теоретически в рамках квазилинейной теории /123,124/ и теории нелинейного взаимодействия волн /125/. Как известно, основным эффектом, получающимся в рамках квазилинейной теории, для однородной бесстолкновительной плазмы состоит в образовании плато на функции распределения пучка за счёт взаимодействия с волнами резонансных электронов ($V \sim \frac{\omega}{K_z}$) /126/. "Расплывание" функции распределения пучка по скоростям и, в некоторых случаях, образование плато наблюдались экспериментально /102, 127-131/ в качественном согласии с квазилинейной теорией. Нелинейные эффекты, связанные с взаимодействием волн /125/, наблюдались в некоторых экспериментах /132-134/, однако, систематических исследований в этом направлении не проводилось.

В последние годы появился ряд работ, посвященных исследованию колебаний, возбуждаемых пучком, с помощью корреляционных методов /135-138/. Начало этим исследованиям было положено работой Я.Б.Файнберга и сотрудников /12/. Использо-

вание корреляционного анализа открыло возможности количественного описания турбулентности плазмы и более полного сравнения экспериментов с теорией. Так в работе /135/ был найден спектр по K и показано, что он качественно описывается в рамках квазилинейной теории /126/. Однако, не проведено экспериментов, в которых была бы чётко выделена исследуемая неустойчивость и последовательно описано турбулентное состояние плазмы и связанные с ним эффекты. Так уже говорилось, что при взаимодействии пучка с плазмой неоднократно наблюдался нагрев электронов и ионов плазмы /100-103/, однако, механизм нагрева, зависимость нагрева от параметров турбулентных колебаний, не исследовались.

2. Идентификация неустойчивости /60, 139, 140/

Эксперименты проводились на установке Ц-3: $L = 80$ см, $2R = 4$ см, $H \sim 400 - 1000$ э, $n \sim 10^8 - 10^{10}$ см⁻³, $U_0 \sim 20 - 600$ эв, $I_0 \lesssim 20$ ма, режим электронного слоя. При этом $V_0 \gg V_{Te}$, $n_0 \gg n_1$, $\omega_{ne} \gg \omega_{oe}$, $\lambda_{ei}/L > 1$.

В отсутствие пучка колебаний в плазме практически нет. При прохождении пучка через плазменный столб наблюдается возбуждение широкого спектра высокочастотных колебаний в диапазоне 10-1000 мгц. С увеличением плотности плазмы наблюдается смещение спектра колебаний в область более высоких частот (рис.62), причём верхние границы спектров находятся вблизи электронных ленгмюровских частот. Зависимости частоты и амплитуды колебаний от магнитного поля не обнаружено. Таким образом, наблюдаемый спектр качественно согласуется с теоретически предсказанным для плазменной неустойчивости — $\omega \sim \frac{k_z}{k} \omega_{oe}$.

С увеличением энергии пучка U_0 амплитуда колебаний возрастает, а затем довольно резко падает (рис.63). Было обнаружено, что для каждого значения плотности плазмы существует такое критическое значение энергии пучка U_c , что при $U_0 > U_c$ возбуждения колебаний не происходит. Было найдено, что U_c пропорционально плотности плазмы и лежит в диапазоне сотен вольт, например, для $n_0 \sim 2 \cdot 10^9$ см⁻³, $U_c = 300$ в. Соответственно, при $U_0 = const$ возбуждение происходит при $n_0 > n_c$, причём n_c пропорционально U_0 . Величина критической энергии (или критической плотности) хорошо согласуется с условием (1У.4). Например, для $U_0 = 300$ в, расчётное значение $n_c = 1,3 \cdot 10^9$ см⁻³ хорошо согласуется с экспериментальной величиной $n_c \sim 2 \cdot 10^9$ см⁻³.

Для выяснения пространственной структуры колебаний проводились измерения взаимных корреляционных функций и пространственного распределения амплитуды ко-

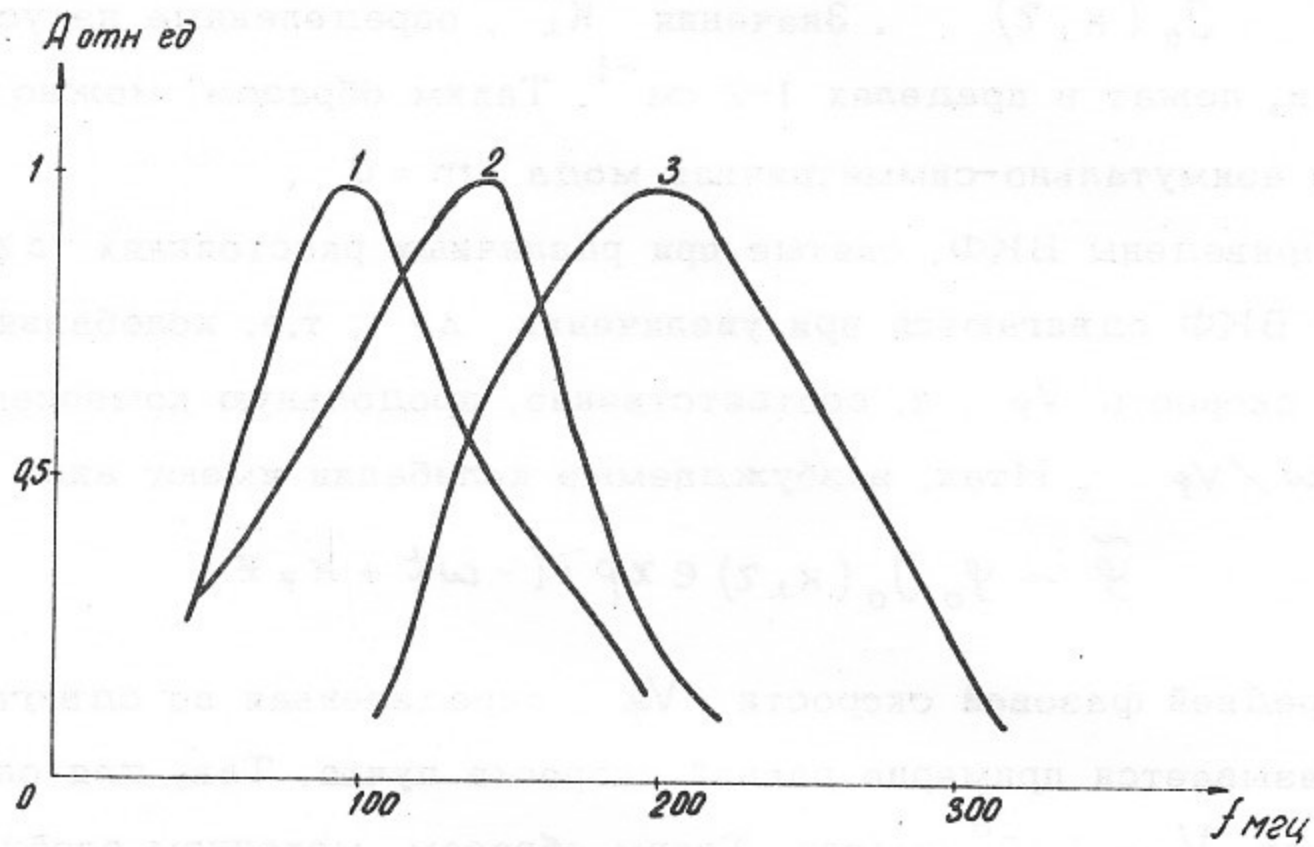


Рис.62. Спектры колебаний при различных плотностях плазмы
 1 - 10^8 см^{-3} , 2 - $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, 3 - $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

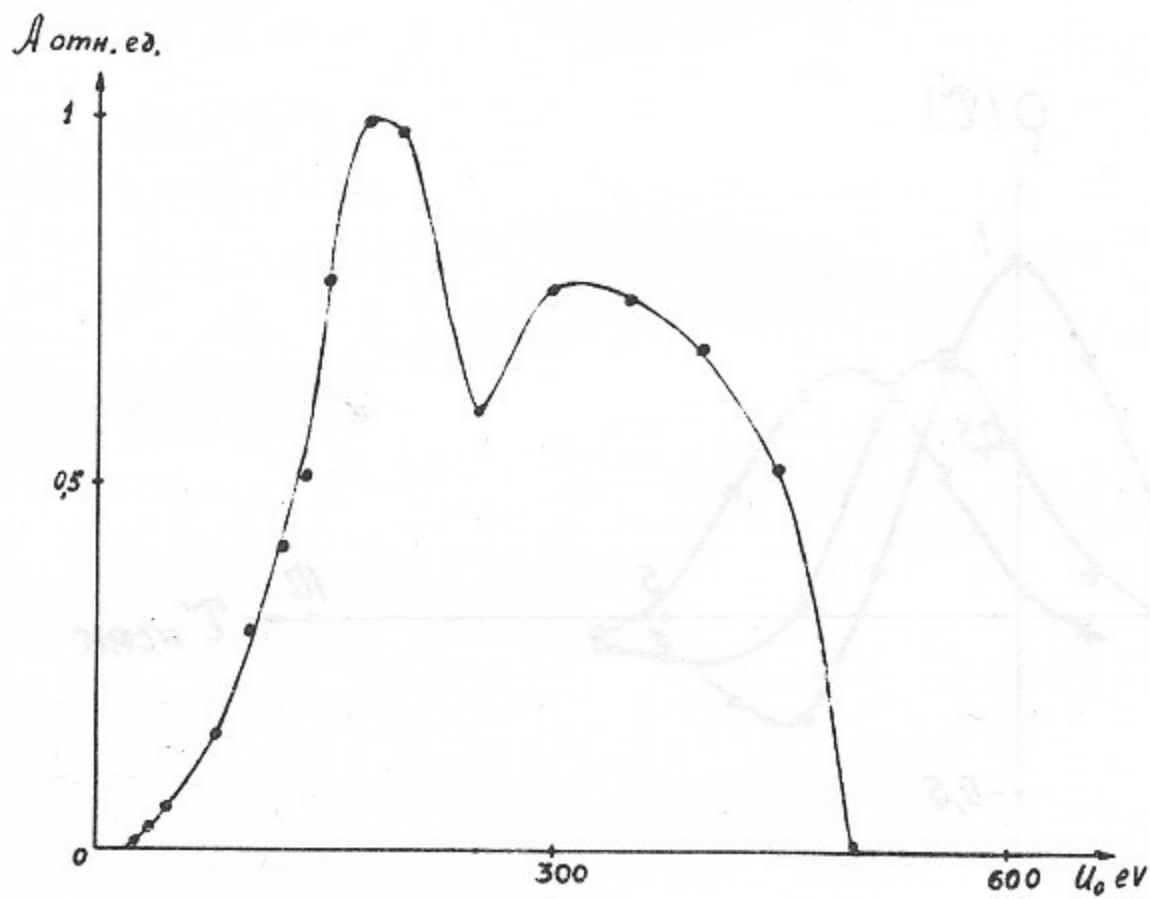


Рис.63. Зависимость амплитуды колебаний от энергии пучка.
 $n_0 = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $I_0 = 5 \text{ мА}$.

лебаний. Оказалось, что ВКФ, снятые зондами, расположенными в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, сдвигов по оси τ не имеют. Амплитуда колебаний максимальна на оси и спадает по радиусу. Зависимость $\tilde{\varphi}(z)$ может быть описана функцией Бесселя $J_0(k_{\perp}z)$. Значения k_{\perp} , определенные из условия наилучшей аппроксимации, лежат в пределах $1-2 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, можно утверждать, что возбуждается азимутально-симметричная мода $m=0$.

На рис.64 приведены ВКФ, снятые при различных расстояниях Δz между зондами. Видно, что ВКФ сдвигаются при увеличении Δz , т.е. колебания имеют продольную фазовую скорость V_{ϕ} , и, соответственно, продольную компоненту волнового вектора $k_z = \omega / V_{\phi}$. Итак, возбуждаемые колебания имеют вид

$$\tilde{\varphi} \sim \varphi_0 J_0(k_{\perp}z) \exp i(-\omega t + k_z z)$$

Величина средней фазовой скорости V_{ϕ} , определенная по сдвигам ВКФ - $V_{\phi} = \frac{\Delta z}{\Delta \tau}$, оказывается примерно равной скорости пучка. Так, для случая рис.64 $V_0 \sim 1 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$, $V_{\phi} \sim 1 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Таким образом, механизм возбуждения неустойчивости является черенковским.

Итак, тип волн, частотный спектр, механизм и условия возбуждения колебаний хорошо согласуются с линейной теорией [105,112]. Таким образом, можно утверждать,

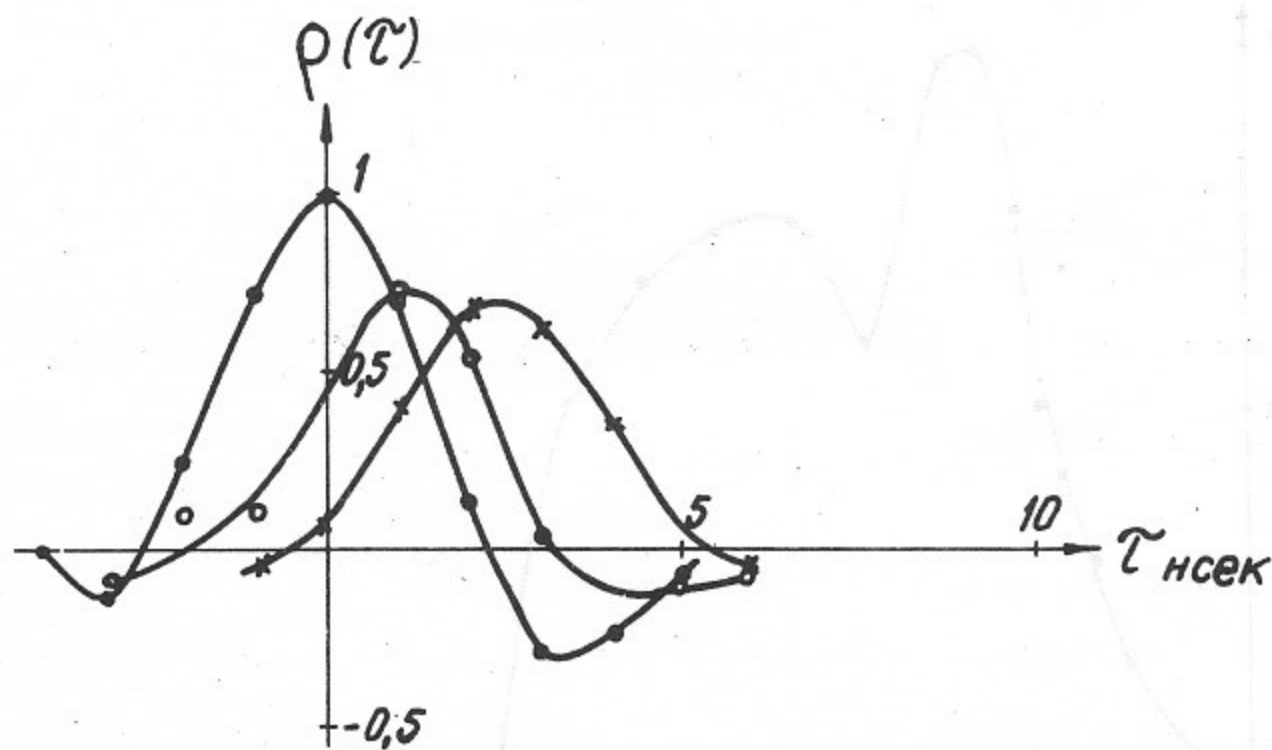


Рис.64. Взаимные корреляционные функции при разных Δz .
 • - $\Delta z = 0$, o - $\Delta z = 1 \text{ см}$, x - $\Delta z = 2 \text{ см}$.

что наблюдается возбуждение плазменной неустойчивости в ограниченной замагниченной плазме.

Были проведены измерения продольного распределения амплитуды колебаний и частотных спектров на разных z . Оказалось, что на первых 10-20 см от входа пучка в плазму амплитуда колебаний экспоненциально нарастает по ходу пучка с экспоненциальным показателем роста $K_i \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$. Спектр колебаний на этом участке плазменного столба заметно уширяется по мере удаления от входа пучка. На расстояниях, больших ~ 40 см от входа пучка, скорость пространственного нарастания амплитуды значительно уменьшается и соответствует $K_i \sim 0,02 \text{ см}^{-1}$. Спектр колебаний в этой части столба одинаков на всех z . Таким образом, в этой части плазменного столба на расстояниях $\sim 40-60$ см от входа пучка колебания практически стационарны и однородны.

Пространственное нарастание колебаний на начальном участке свидетельствует о конвективном характере наблюдаемой неустойчивости. Это позволяет связать K_i с временным инкрементом нарастания колебаний $\gamma_{изм}$:

$$\gamma_{изм} \sim K_i (V_\phi^2 V_{гр})^{1/3}$$

где $V_{гр}$ - групповая скорость.

Если принять, что $V_{гр} \sim V_\phi \sim V_0$ (это справедливо при малых энергиях пучка, когда K_z велико), то оказывается, что значения расчётного и измеренного инкремента находятся в удовлетворительном согласии, так в случае $\frac{n_1}{n_0} \sim 0,04$

$$\left(\frac{\gamma}{\omega}\right)_{расч} \sim 0,15, \quad \left(\frac{\gamma}{\omega}\right)_{изм} \sim 0,1.$$

3. Турбулентное состояние плазмы /139,140/

Выше было показано, что спектр возбуждаемых колебаний $\psi^2(\omega)$ является довольно широким и сплошным. Это указывает на то, что колебания потенциала $\psi(t)$ нерегулярны, хаотичны во времени. Можно ожидать, что эти колебания также нерегулярны и в пространстве. В эксперименте было обнаружено, что на всех азимутах и радиусах плазменного столба (при $z = const$) колебания скоррелированы и пространственная нерегулярность имеет место только по координате z . На рис. 65 показаны АКФ $\rho(\tau)$ и ПКФ $\rho(\Delta z)$ ленгмюровских колебаний, измеренные в двух режимах, отличающихся мощностью пучка и плотностью плазмы (естественно, что в разных режимах различна средняя частота). В одном режиме величина параметра n_1/n_0 составляла $\sim 0,01$, во втором $n_1/n_0 \sim 1$. Видно, что время и длина корреляции уменьшаются с ростом n_1/n_0 , достигая одного пе -

риода средней частоты и одной средней длины волны при $n_1/n_0 \sim 1$. Таким образом, с ростом n_1/n_0 колебания становятся сильно хаотизированными во времени и в пространстве.

Характеристикой турбулентности является, как известно, спектральная плотность мощности (энергии) $\mathcal{U}_{k\omega}^2$ ($E_{k\omega}^2$). Так как в нашем случае турбулентность практически одномерная, в эксперименте определялся спектр $\mathcal{U}_{kz\omega}^2$ (в дальнейшем для удобства мы будем обозначать k_z как k). Для этого измерялась пространственно-временная корреляционная функция ПВКФ $\rho(\Delta z, \tau)$ путем измерения набора пространственных корреляционных функций $\rho(\Delta z)$ при различных значениях τ . ПВКФ измерялась в ближней к ионизатору части плазменного столба (область, где колебания практически стационарны и однородны) на длине ~ 20 см с шагом по $\Delta z - \delta z = 0,5$ см и по $\tau - \delta \tau = 1$ нсек. Поскольку спектр $\mathcal{U}_{k\omega}^2$

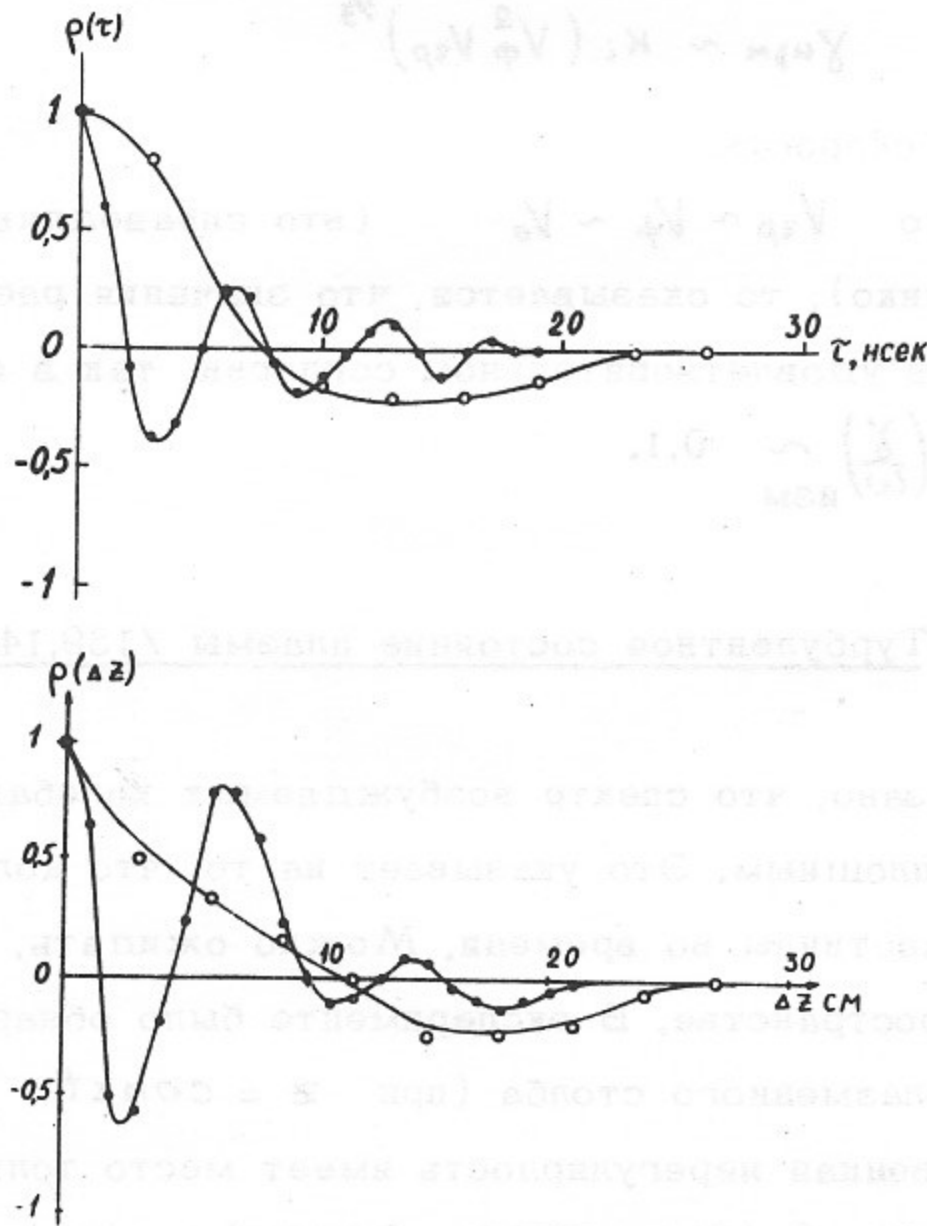


Рис.65. АКФ (верхний рис) и ПКФ (нижний) колебаний в разных режимах.

• - $\frac{n_1}{n_0} \sim 0,01$, $T_e \sim 10$ эв; о - $\frac{n_1}{n_0} \sim 1$, $T_e \sim 20$ эв.

определялся по ПВКФ с помощью ЭВМ, операции интегрирования в Фурье-преобразовании заменялись суммированием

$$\mathcal{Y}_{k\omega}^2 = \frac{\overline{\mathcal{Y}^2}}{(2\pi)^2} \sum_i \sum_j \rho(i\delta z, j\delta\tau) \cos(i\delta z k) \cos(j\delta\tau \omega) \delta z \delta\tau \quad (1У.5)$$

Здесь $\overline{\mathcal{Y}^2}$ - средний квадрат амплитуды колебаний потенциала. Расчёт $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ проводился с шагом по $k - \delta k = 2\pi \cdot 10^{-2}$ рад/см, по $\omega - \delta\omega = 2\pi \cdot 6 \cdot 10^6$ рад/сек.

Правильность измерения ПВКФ и пересчёта их в спектр $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ проверялась сравнением измеренного частотного спектра и расчётного $\mathcal{Y}_{\omega}^2 = \sum_k \mathcal{Y}_{k\omega}^2$. Отметим, что расчётный спектр \mathcal{Y}_{ω}^2 содержит в себе все ошибки измерений и пересчёта. Оказалось, что спектры находятся в удовлетворительном согласии (рис.66). Правильность пересчёта контролировалась дополнительно сравнением спектров \mathcal{Y}_k^2 , полученных из пространственной корреляционной функции $\mathcal{Y}_k^2 = \sum_i \rho(i\delta z, 0) \cos(i\delta z k) \delta z$, и расчётных спектров $\mathcal{Y}_k^2 = \sum_{\omega} \mathcal{Y}_{k\omega}^2$ (рис.67).

Измерения спектра $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ проводились в нескольких режимах, отличающихся значениями n_1/n_0 . На рис.68 представлены спектры $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ для случаев $n_1/n_0 = 0,04$ и $n_1/n_0 = 0,3$ ($\gamma/\omega \sim 0,15$ и $0,35$, соответственно). В этих режимах различны отношения $\tilde{E}^2 / 8\pi n_0 T_e$ ($\tilde{E} = (\kappa_z^2 + \kappa_{\perp}^2)^{1/2} \tilde{\mathcal{Y}}$), а также время и длина корреляции. В случае $n_1/n_0 = 0,04$ $T_e \sim 8$ эв, $\tilde{\mathcal{Y}} \sim 11$ в, $\tau_c \sim 2,5/f_{cp}$, $\ell_c \sim 2,5 \lambda_{cp}$, $\tilde{E}^2 / 8\pi n_0 T_e \sim 2 \cdot 10^{-3}$, в случае $n_1/n_0 = 0,3$ $T_e \sim 20$ эв, $\tilde{\mathcal{Y}} \sim 11$ в, $\tau_c \sim 1/f_{cp}$, $\ell_c \sim \lambda_{cp}$, $\tilde{E}^2 / 8\pi n_0 T_e \sim 10^{-2}$.

Одновременно с измерением $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ измерялась функция распределения электронов по скоростям $f(v)$. На рис.68 тонкими линиями в плоскости (k, ω) отмечены границы области, где $\partial f / \partial v > 0$. Видно, что максимальные амплитуды спектра $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ лежат именно в этой области, что соответствует представлениям о черенковском механизме раскачки колебаний (механизм обратного затухания Ландау).

Обратим внимание на то, что проекция максимальной амплитуды спектра на плоскость (k, ω) является прямой $\omega_k/k = const$, так что одному значению k соответствует одно значение ω_k , как это следует из линейной теории для случая, когда κ_{\perp} одинаково для всех гармоник. На основании этого можно представить спектр $\mathcal{Y}_{k\omega}^2$ в виде набора гармоник с разными значениями k . На рис.69 показан спектр $\mathcal{Y}_{k\omega}^2(\omega)$ для двух k -пакетов в каждом режиме. Видно, что амплитуда максимальна практически в точке ($\omega \sim \omega_k$) и каждый пакет имеет конечную ширину $(\Delta\omega)_k$, возрастающую с ростом n_1/n_0 . Так, при $n_1/n_0 = 0,04$, $(\Delta\omega)_k/\omega_k \sim 0,25$; при $n_1/n_0 = 0,3$ величина

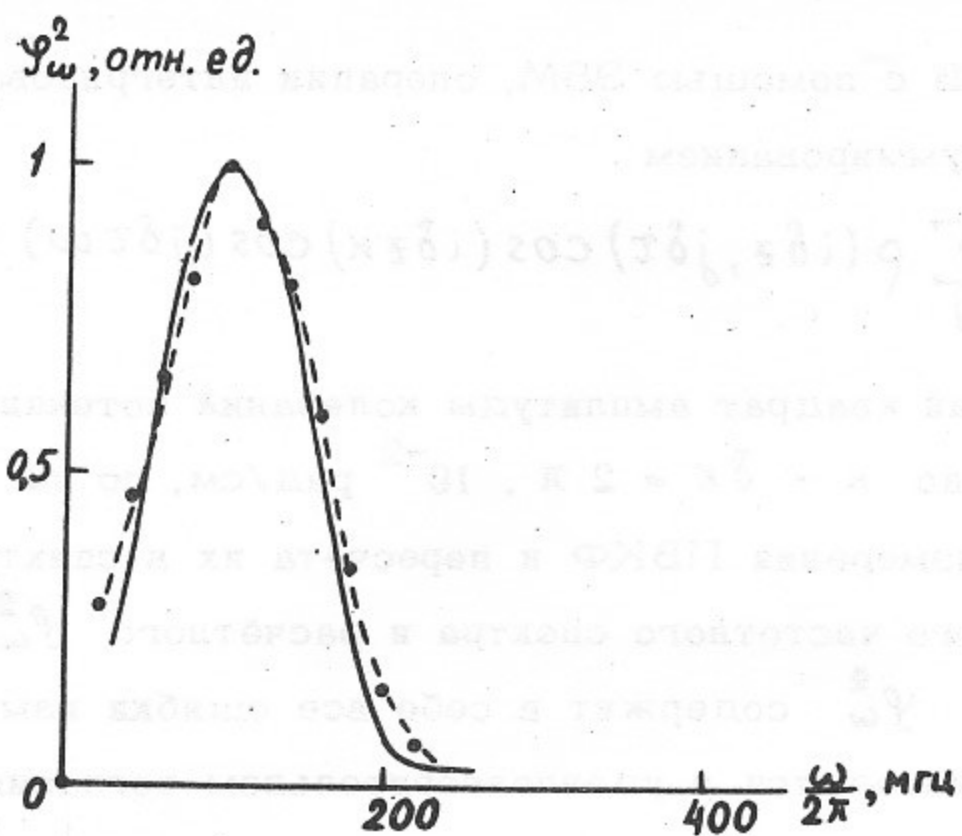


Рис.66. Измеренный и расчётный спектры ψ_{ω}^2 .
 — (ψ_{ω}^2) изм, - - - - (ψ_{ω}^2) расч.

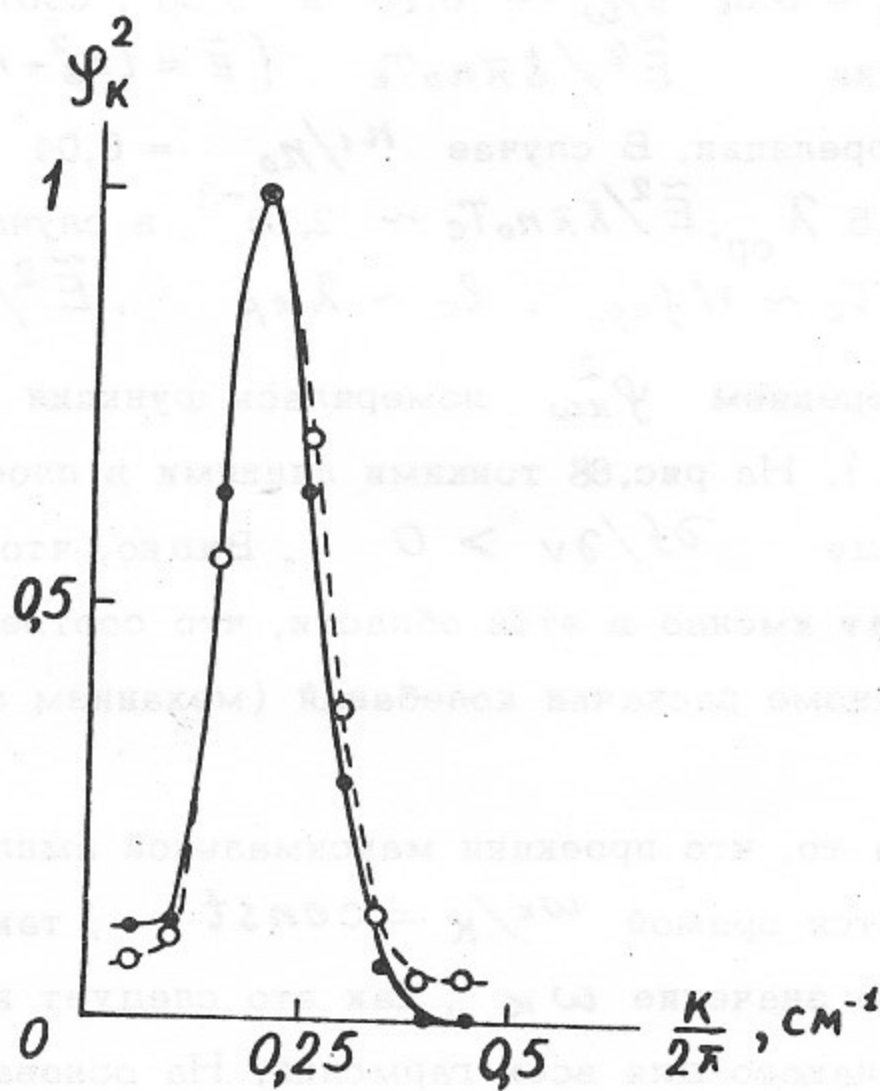


Рис.67. Измеренный и расчётный спектры ψ_K^2 .
 — (ψ_K^2) изм, - - - - (ψ_K^2) расч.

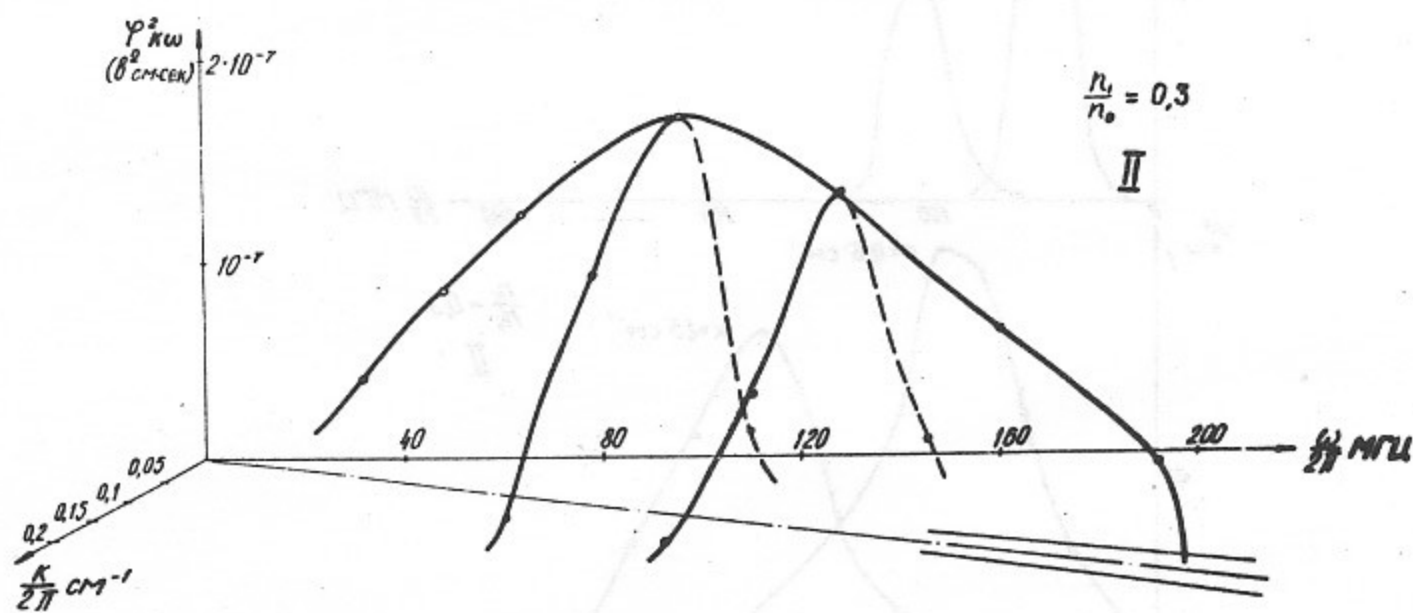
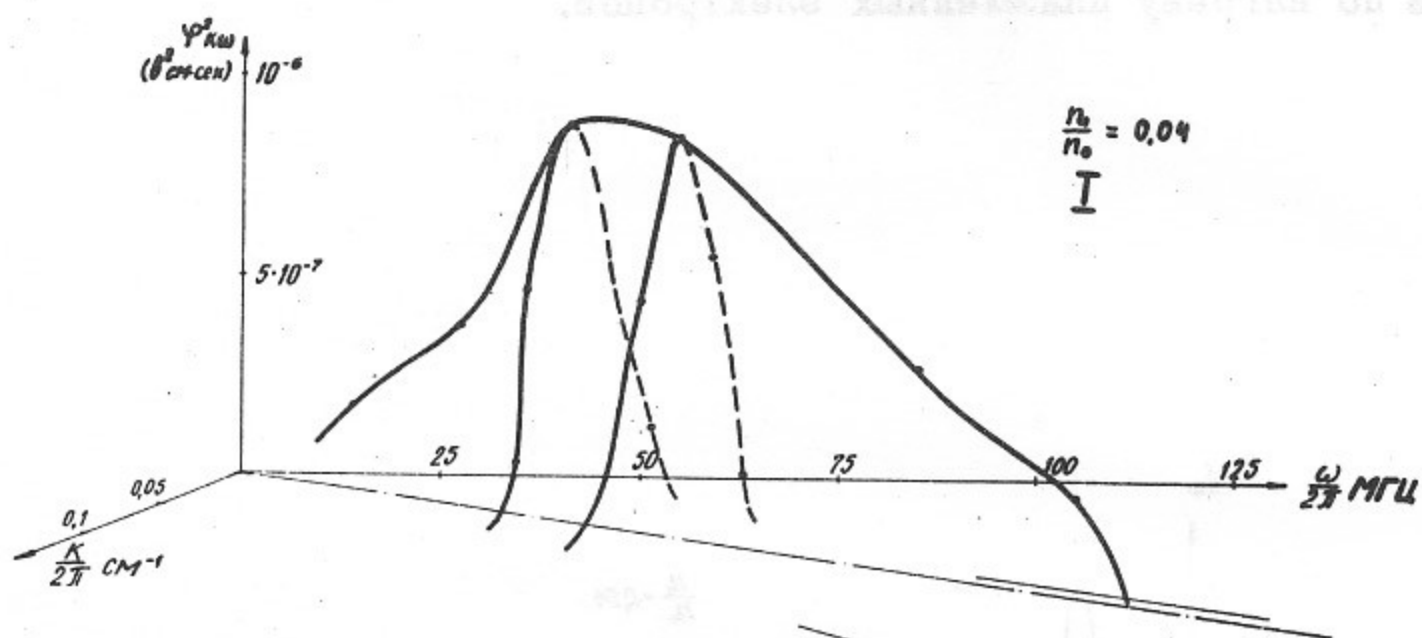


Рис. 68. Спектры $\varphi_{k\omega}^2$ в разных режимах. I - $U_0 = 220$ в, $J_0 = 3$ мА, $n_1/n_0 \sim 0.04$, $T_e \sim 8$ эв, $\tilde{\varphi} \sim 11$ в, $\tilde{E}^2/8\pi n_0 T_e \sim 2 \cdot 10^{-3}$; II - $U_0 = 240$ в, $J_0 = 6$ мА, $n_1/n_0 \sim 0.3$, $T_e \sim 20$ эв, $\tilde{\varphi} \sim 11$ в, $\tilde{E}^2/8\pi n_0 T_e \sim 10^{-2}$.

$(\Delta\omega)_k/\omega_k$ возрастает до 0,45. Отметим, что практически всегда спектр симметричен относительно ω_k . Наличие конечной ширины у пакетов указывает на то, что каждая k -я гармоника колебаний, в отличие от представлений квазилинейной теории, немонохроматична, т.е. нерегулярна во времени и имеет конечное время корреляции $\tau_k \sim 1/(\Delta\omega)_k$. Величина $(\Delta\omega)_k$ в обоих режимах оказывается близка к расчётному значению линейного инкремента γ_k - величины γ_k/ω_k равны 0,15 и 0,35 соответственно. Таким образом, оказывается, что $\tau_k \sim 1/\gamma_k$. Возможные причины возникновения такой нерегулярности мы обсудим ниже, после изложения результатов по нагреву плазменных электронов.

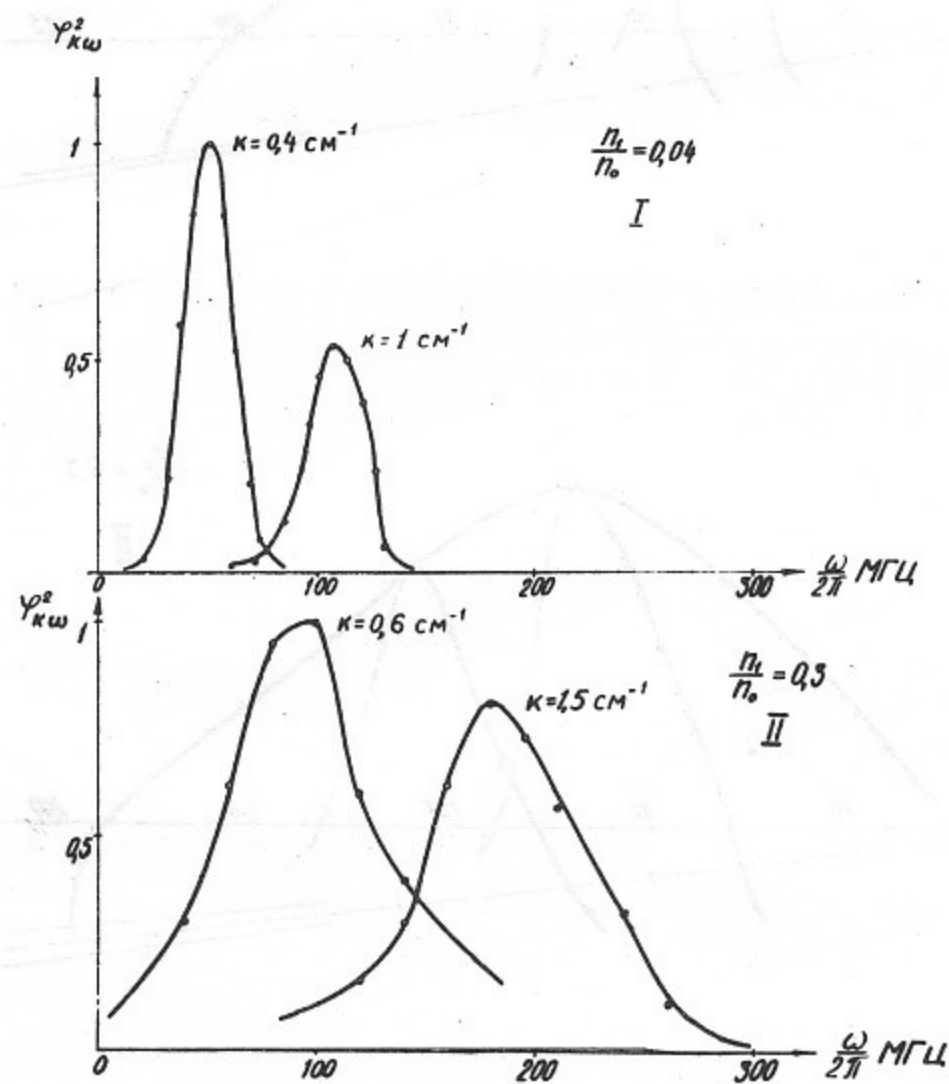


Рис.69. Пакеты $Y_{k\omega}^2$ для режимов рис.68.

4. Распределение по энергии электронов пучка

Было исследовано распределение по энергии электронов пучка. Измерения проводились на расстоянии 60 см от входа пучка в плазму в области установившихся колебаний. Было найдено, что при возбуждении неустойчивости функция распределения уширяется, уширение растёт с ростом n_1/n_0 , однако, плато на функции распределения, предсказываемое квазилинейной теорией, не образуется. На рис.70 показаны типичные функции распределения, снятые в отсутствие плазмы и при возбуждении неустойчивости. Зная функцию распределения, можно оценить потерю энергии пучка ΔU

$$\Delta U = U_0 - \bar{U} = U_0 - \frac{\int_0^{\infty} u f(u) du}{\int_0^{\infty} f(u) du} \quad (1У.6)$$

Оказывается, что ΔU составляет обычно 10-15% начальной энергии пучка U_0 .

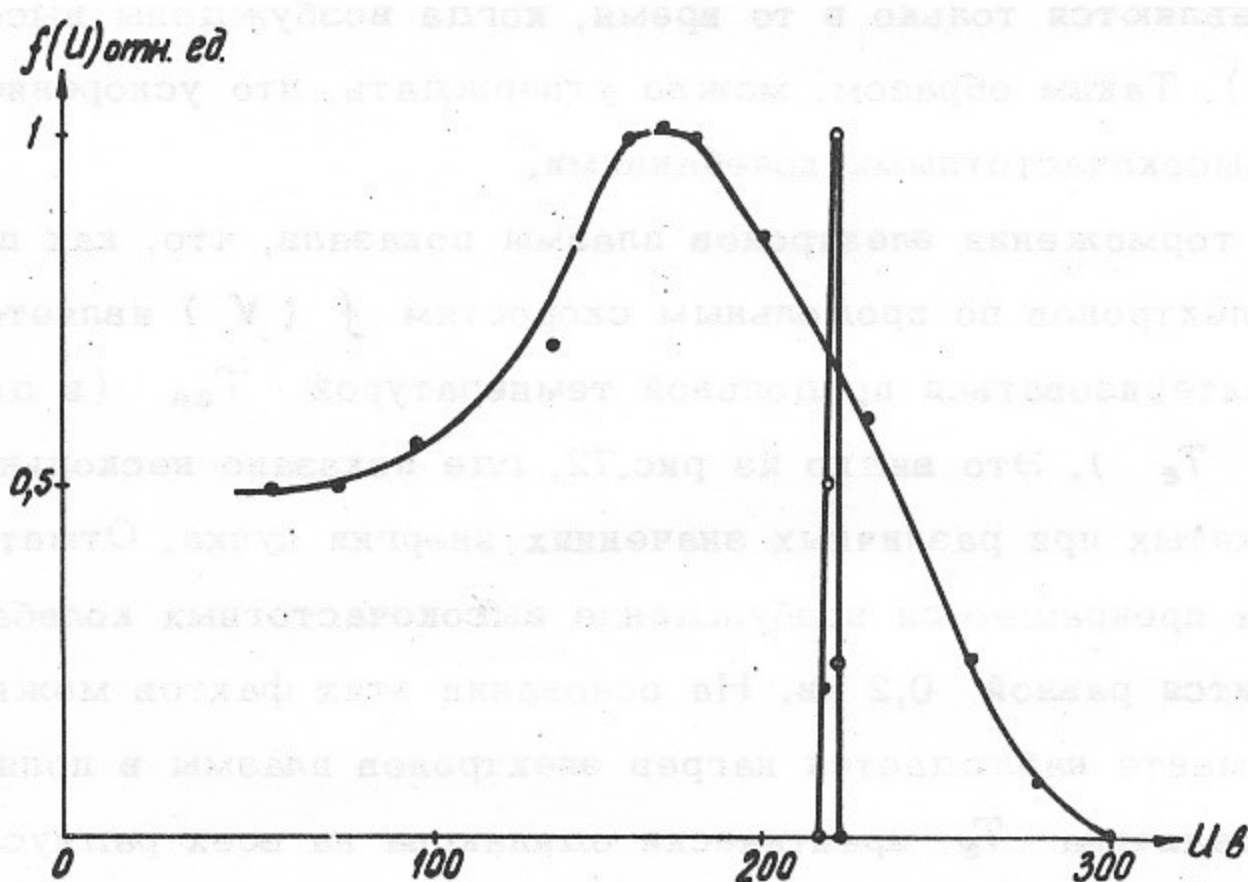


Рис.70. Распределение электронов пучка по энергии.

o - $n_0 = 0$, • - $n_0 \sim 7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $U_0 = 220 \text{ в}$, $I_0 = 3 \text{ мА}$, $n_1/n_0 \sim 0,04$.

Как уже говорилось, в отсутствие пучка продольная температура электронов, измеренная с помощью анализаторов, составляет $\sim 0,2$ эв. "Предельная" энергия электронов ϵ_0 составляет в этом случае $\sim 0,7$ эв.

При прохождении пучка через плазменный столб одновременно с возбуждением высокочастотных колебаний наблюдается появление ускоренных в продольном направлении электронов. Их наличие регистрируется по увеличению "предельной" энергии, превышающей в некоторых случаях 100-200 эв. Ускоренные электроны наблюдаются на всех радиусах в пределах плазменного столба, причём регистрируются электроны, ускоренные как в направлении движения пучка, так и в противоположном направлении. На основании этих фактов можно считать, что ускоренные электроны являются плазменными.

С возрастанием энергии пучка, когда возрастает амплитуда колебаний, растёт и "предельная" энергия ϵ электронов плазмы. Когда энергия пучка превышает критическую, ϵ падает до величины ϵ_0 , т.е. ускорение прекращается. В режимах, когда в плазме возбуждаются низкочастотные релаксационные колебания (см. ниже), ускоренные электроны появляются только в то время, когда возбуждены высокочастотные колебания (рис.71). Таким образом, можно утверждать, что ускорение электронов плазмы вызвано высокочастотными колебаниями.

Измерения кривых торможения электронов плазмы показали, что, как правило, функция распределения электронов по продольным скоростям $f(V)$ является максвелловской и может характеризоваться продольной температурой $T_{e||}$ (в дальнейшем будем называть её T_e). Это видно из рис.72, где показано несколько кривых $\lg J_k(U)$, снятых при различных значениях энергии пучка. Отметим, что при $U_0 > U_c$, когда прекращается возбуждение высокочастотных колебаний, температура T_e становится равной 0,2 эв. На основании этих фактов можно утверждать, что в эксперименте наблюдается нагрев электронов плазмы в полях высокочастотных колебаний. Величина T_e практически одинакова на всех радиусах плазменного столба и не зависит от z (исключая области вблизи торцов столба, где T_e уменьшается при приближении к торцу). Максимальные величины T_e , наблюдаемые в эксперименте, достигали ~ 50 эв.

Была сделана оценка, какая часть энергии пучка, теряемой им в плазме, идет на нагрев электронов. Для этого поток энергии, теряемый пучком $I_0 = J_0 \Delta U$, сравнивался с потоками энергии, выносимыми из плазмы нагретыми электронами I_T и колебаниями I_E . Поскольку плазма бесстолкновительна, разумно предположить,

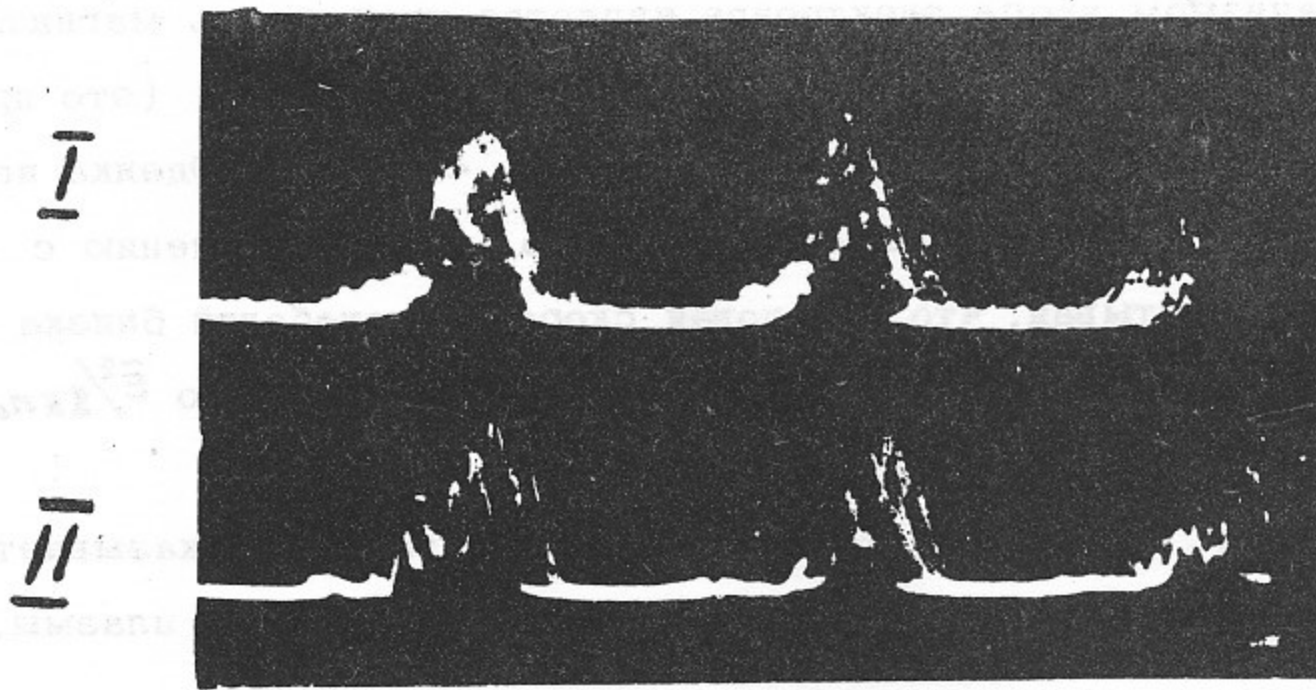


Рис.71. Осциллограммы огибающей высокочастотных колебаний (верхний луч) и тока ускоренных электронов на коллектор анализатора. Запирающий потенциал - 10 в; развертка $100 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$.

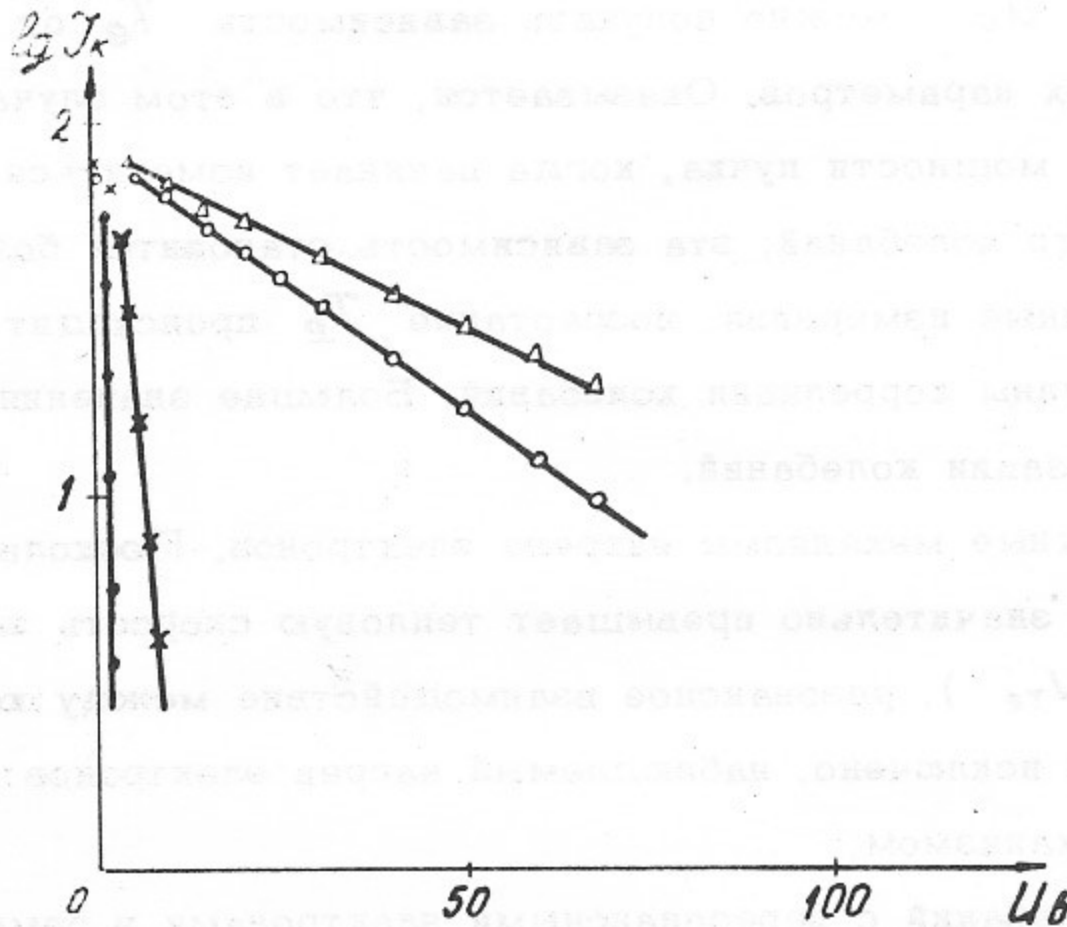


Рис.72. Вольт-амперные характеристики анализатора в разных режимах.
 • - $T_e \sim 0,2$ эв, x - $T_e \sim 2$ эв, o - $T_e \sim 30$ эв, Δ - $T_e \sim 50$ эв.

что основным механизмом ухода электронов является уход вдоль магнитного поля на торцы. В этом случае $I_T \approx \frac{n V_{Te}}{4} T_e S$, если $T_{\perp} \ll T_{\parallel}$ (это предположение разумно, т.к. $\omega \ll \omega_{ne}$, а $T_{\perp 0} \sim 0,2 \text{ эв} \ll T_{\parallel}$). Оценка показывает, что диффузионный поток поперёк поля пренебрежимо мал по сравнению с I_T . Поток I_E можно оценить, учитывая, что групповая скорость колебаний близка к V_{ϕ} — $I_E \sim \frac{\tilde{E}^2}{8\pi} V_{\phi} S$. Поскольку $\tilde{E}^2 / 8\pi n_0 T_e$ мало (обычно $\tilde{E}^2 / 8\pi n_0 T_e \approx 10^{-2}$), I_E составляет малую долю I_T (по оценкам 10-20%).

Сравнение I_T и I_0 для нескольких режимов (табл.1) показывает, что практически вся энергия, теряемая пучком, идёт на нагрев электронов плазмы.

Таблица 1

I_0 вт	0,1	0,3	0,5	0,5
I_T вт	0,1	0,3	0,4	0,5

Как уже отмечалось, амплитуда колебаний зависит от энергии пучка U_0 . При малых мощностях электронного пучка, когда амплитуда колебаний $\tilde{\varphi}$ относительно мала, плотность плазмы и частотный спектр возбуждаемых колебаний слабо зависят от U_0 , так что, меняя U_0 , можно получить зависимость T_e от амплитуды $\tilde{\varphi}$ при постоянстве остальных параметров. Оказывается, что в этом случае $T_e \propto \tilde{\varphi}$ (рис.73). С возрастанием мощности пучка, когда начинает изменяться плотность плазмы и частотный спектр колебаний, эта зависимость становится более сложной. Как показали корреляционные измерения, возрастание T_e происходит также при уменьшении времени и длины корреляции колебаний. Большие значения T_e достигаются при сильной турбулизации колебаний.

Рассмотрим возможные механизмы нагрева электронов. Поскольку средняя фазовая скорость колебаний значительно превышает тепловую скорость электронов плазмы ($V_{\phi} \sim V_0 \gg V_{Te}$), резонансное взаимодействие между колебаниями и плазменными электронами исключено, наблюдаемый нагрев электронов вызван, очевидно, нерезонансным механизмом.

Взаимодействие колебаний с нерезонансными электронами в рамках квазилинейной теории при условии $\gamma_k^2 \ll \omega_k^2$ описывается формулами [126/

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{e^2}{2m} \sum_k \frac{\gamma_k \overline{E_k^2}}{\omega_k^2 + \gamma_k^2} \approx \frac{e^2}{2m} \sum_k \frac{\gamma_k \overline{E_k^2}}{\omega_k^2} \quad (1У.7)$$

Здесь и далее E — продольная компонента поля.

$\overline{E_k^2}$ и γ_k связаны уравнением

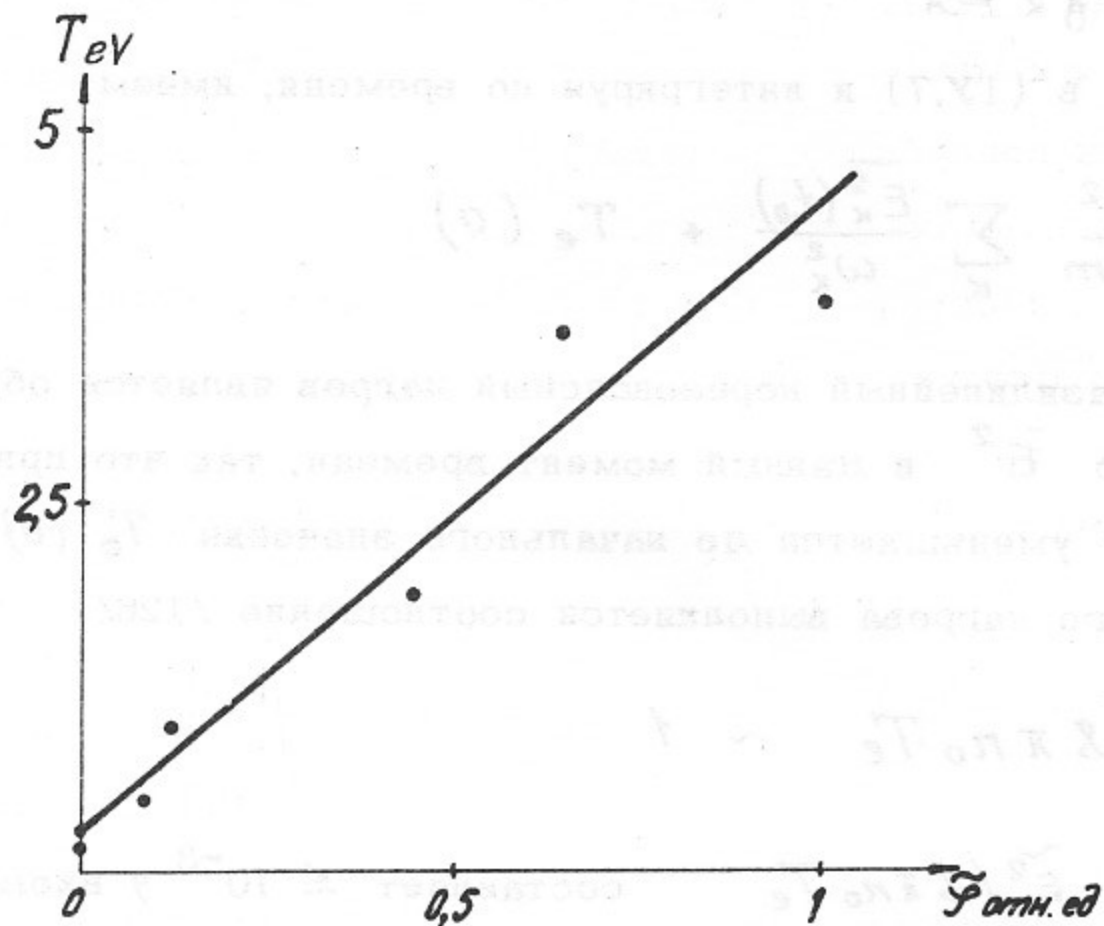


Рис.73. Зависимость $T_e(\tilde{\varphi})$ при малых $\tilde{\varphi}$.

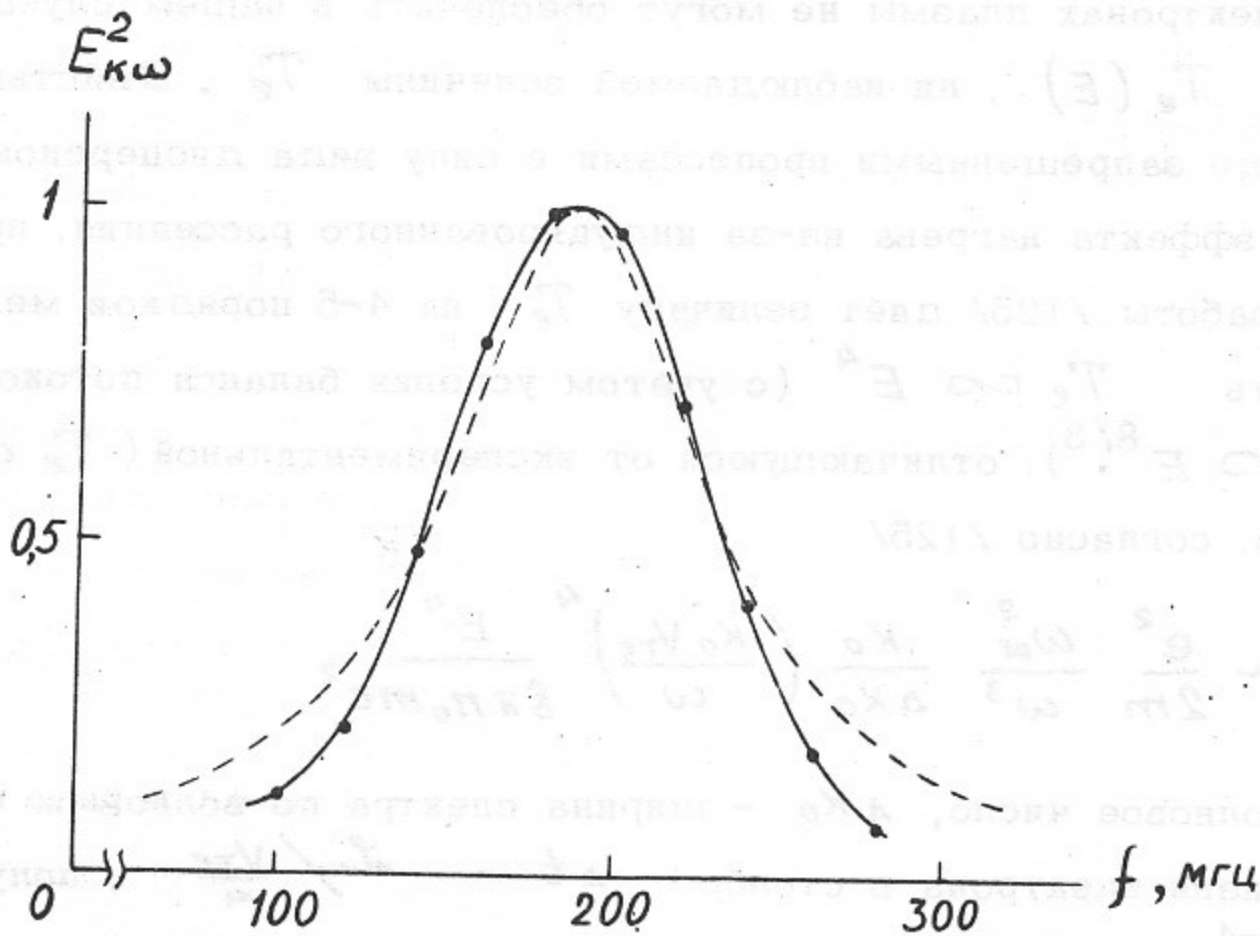


Рис.74. Пакеты E_{kw}^2 . — экспериментальный, - - - - - рассчитанный по (1У.12).

$$d\overline{E_k^2}/dt = \gamma_k \overline{E_k^2} \quad (1У.8)$$

Подставляя (1У.8) в (1У.7) и интегрируя по времени, имеем:

$$T_e(t_0) = \frac{e^2}{2m} \sum_k \frac{\overline{E_k^2}(t_0)}{\omega_k^2} + T_e(0) \quad (1У.9)$$

Из (1У.9) видно, что квазилинейный нерезонансный нагрев является обратимым - T_e пропорциональна значению E^2 в данный момент времени, так что при выключении электрического поля T_e уменьшается до начального значения $T_e(0)$. Обратим внимание, что для обратимого нагрева выполняется соотношение /126/

$$E^2 / 8\pi n_0 T_e \sim 1 \quad (1У.10)$$

В эксперименте величина $\overline{E^2} / 8\pi n_0 T_e$ составляет $\lesssim 10^{-3}$ у входа пучка в плазму и $\lesssim 10^{-2}$ в районе ионизатора. Таким образом T_e на 2-3 порядка больше, чем должно быть согласно (1У.10), т.е. наблюдаемый нагрев не является обратимым, и, следовательно, не может быть описан в рамках квазилинейной теории.

Такие "классические" нелинейные процессы как распады или индуцированное рассеяние волн на электронах плазмы не могут обеспечить в нашем случае ни наблюдаемой зависимости $T_e(E)$, ни наблюдаемой величины T_e . Действительно, распады являются вообще запрещенными процессами в силу вида дисперсионной кривой колебаний, а оценка эффекта нагрева из-за индуцированного рассеяния, проведенная согласно формулам работы /125/ даёт величину T_e на 4-5 порядков меньше наблюдаемой и зависимость $T_e \propto E^4$ (с учётом условия баланса потоков энергии (см. ниже) $T_e \propto E^{8/3}$), отличающуюся от экспериментальной ($T_e \propto \tilde{\varphi} \propto \tilde{E}$).

Действительно, согласно /125/

$$\frac{dT_e}{dt} \sim \frac{e^2}{2m} \frac{\omega_{oe}^2}{\omega^3} \frac{K_0}{\Delta K_0} \left(\frac{K_0 V_{Te}}{\omega} \right)^4 \frac{E^4}{8\pi n_0 m c^2} \quad (1У.11)$$

где K_0 - среднее волновое число, ΔK_0 - ширина спектра по волновым числам. Принимая, что время жизни электрона в столбе $\Delta t \sim L / \frac{V_{Te}}{4}$, получаем согласно (1У.11) $T_e \sim 10^{-4}$ эв.

На основании качественных зависимостей T_e от $\tilde{\varphi}$ и от времени корреляции было сделано предположение о стохастической природе нагрева и проведено сравнение экспериментальных результатов с полуфеноменологической теорией /80, 141, 142/. В этих работах было рассмотрено взаимодействие электронов плазмы со стохастическим полем. Предположив, что спектр колебаний $E_k \omega$ может быть представлен в

виде суммы K - пакетов

$$E_{k\omega}^2 = \sum_k \frac{\overline{E_k^2} \tilde{\tau}_k}{1 + (\omega - \omega_k)^2 \tilde{\tau}_k^2} \quad (1Y.12)$$

а также полагая $\frac{\omega_k}{k} \gg V_{Te}$, авторы /80/ получили следующую связь продольной температуры электронов с характеристиками колебаний

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{e^2}{2m} \sum_k \frac{\overline{E_k^2} \tilde{\tau}_k}{1 + \omega_k^2 \tilde{\tau}_k^2} \quad (1Y.13)$$

Поскольку оказалось, что измеренные в эксперименте спектры $E_{k\omega}^2 = k^2 \varphi_{k\omega}^2$, удовлетворительно описываются формулой (1Y.12) (рис.74) все величины, входящие в (1Y.13), могут быть определены экспериментально:

$$\overline{E_k^2} = k^2 \int \varphi_{k\omega}^2 d\omega, \quad \tilde{\tau}_k \sim \frac{1}{(\Delta\omega)_k}$$

Для сопоставления формулы (1Y.13) с экспериментом следует учесть, что в стационарном состоянии ($\frac{dT_e}{dt} = 0$) поток энергии, получаемой электронами от колебаний $n_0 V \frac{dT_e}{dt}$ равен потоку энергии на торцы I_T . В итоге

$$T_e = \left(\sqrt{\frac{\pi}{2m}} e^2 L \sum_k \frac{\overline{E_k^2} \tilde{\tau}_k}{1 + \omega_k^2 \tilde{\tau}_k^2} \right)^{2/3} \quad (1Y.14)$$

Здесь L - длина плазменного столба, $V = L \cdot S$ - объём плазмы.

Сравнение температуры, рассчитанной по (1Y.14), с измеренной экспериментально, проведено в двух режимах. Результаты даны в таблице 2.

Таблица 2

T_e эксп.	эВ	8,5	20
T_e расч.	эВ	17	40

Учитывая приближенный характер формулы и погрешности измерений, можно считать, что экспериментальные значения T_e удовлетворительно согласуются с расчетными.

Введя допущение о том, что $\tilde{\tau}_k \sim \tilde{\tau}_c$ ($\tilde{\tau}_c$ - время корреляции, определенное из АКФ), формулу (1Y.14) можно существенно упростить. Действительно, поскольку $\frac{\omega_k}{k} \sim V_0$, $\overline{E_k^2} = k^2 \tilde{\varphi}_k^2$ и $\omega_k^2 \tilde{\tau}_k^2 \gg 1$ для измеренных спектров, имеем

$$\sum_k \frac{\overline{E_k^2} \tilde{\tau}_k}{1 + \omega_k^2 \tilde{\tau}_k^2} \approx \sum_k \frac{\tilde{\varphi}_k^2 k^2}{\tilde{\tau}_c \omega_k^2} \approx \frac{\tilde{\varphi}^2}{V_0^2 \tilde{\tau}_c} \quad (1Y.15)$$

Соответственно, вместо (1У.14) теперь

$$T_e \approx \left(\sqrt{\frac{\hbar}{2m}} e^2 \mathcal{L} \frac{\tilde{\varphi}^2}{V_0^2 \tau_c} \right)^{2/3} \quad (1У.16)$$

На рис.75 показана зависимость T_e от параметра $\tilde{\varphi}^2 / V_0^2 \tau_c$. Прямая линия соответствует расчётным, точки - экспериментальным значениям T_e . Видно, что и зависимость и абсолютные значения T_e удовлетворительно согласуются с расчётом. Заметим, что зависимость от амплитуды $T_e \propto \tilde{\varphi}$ (рис.73) также близка к расчётной $T_e \propto \tilde{\varphi}^{4/3}$.

Таким образом, наблюдаемый нагрев хорошо описывается полуфеноменологической теорией стохастического нагрева. Следует, однако, обратить внимание на следующее обстоятельство: формула (1У.13), описывающая нагрев нерезонансных частиц, получена в квазилинейном приближении для внешнего электрического поля. В случае самосогласованного поля в рамках квазилинейного приближения его спектр $E_{k\omega}^2$ не может быть получен в виде (1У.12), предполагаемом авторами /80/. Действительно, поле, удовлетворяющее (1У.12), стационарно и его спектр состоит из K -пакетов конечной полуширины $(\Delta\omega)_k \sim 1/\tau_k$. В то же время в квазилинейной теории спектр стационарного поля состоит из набора пакетов с $(\Delta\omega)_k \sim 0$ —

$$E_{k\omega}^2 = \overline{E_k^2} \delta(\omega - \omega_k)$$

Поэтому поле вида (1У.12) может быть получено только при учёте нелинейного взаи-

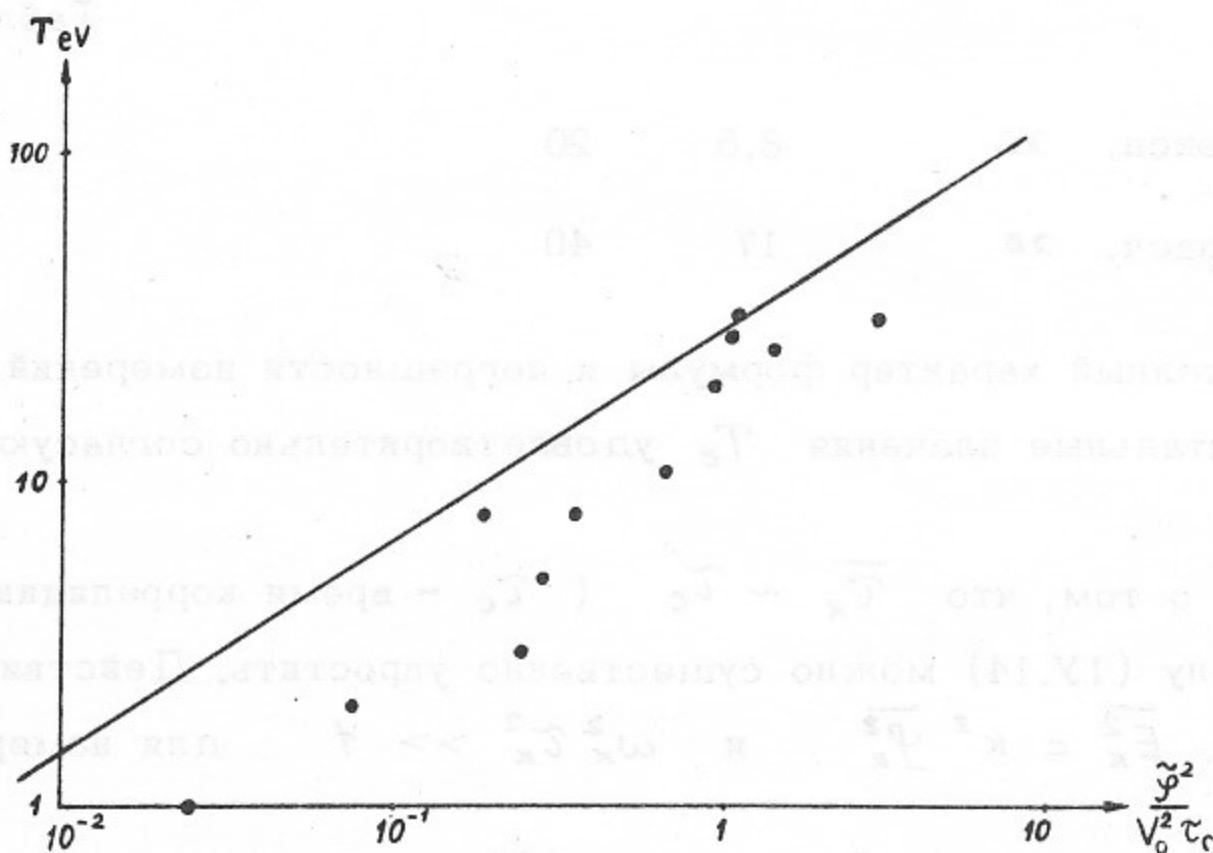


Рис.75. Зависимость температуры электронов от параметра $\tilde{\varphi}^2 / V_0^2 \tau_c$.

модействия колебаний с плазмой. Казалось бы, что при этом и поведение нерезонансных электронов должно описываться не "квазилинейной" формулой (1У.13), а формулами, учитывающими нелинейные эффекты. Однако, эксперимент показывает, что хотя спектр колебаний имеет вид, близкий к (1У.12), наблюдаемый нагрев описывается, тем не менее, квазилинейной формулой. Этот факт указывает на то, что существуют нелинейные взаимодействия, определяющие спектр поля, такие, в которых не принимает участия основная часть плазменных электронов.

Таким эффектом может явиться захват электронов пучка волной конечной амплитуды. Действительно, подобно случаю ионно-звуковой неустойчивости (гл. III), с ростом амплитуды растет число захваченных электронов и доля электронов, передающих энергию волне. При этом скорость роста амплитуды нарастает и число захваченных электронов не является малым. Отметим, что уже при $\tilde{\varphi} \sim$ десятых в захвачены все электроны пучка. Вследствие этого взаимодействие захваченных электронов с волной может приводить к сильным изменениям поля волны. Для нерезонансных электронов плазмы это поле играет роль случайно изменяющегося внешнего поля, взаимодействие с которым приводит к их нагреву. Передача энергии плазменным электронам является механизмом затухания волны и таким образом может установиться стационарное состояние.

Изменения поля волны вследствие взаимодействия с волной захваченных электронов, эквивалентны уширению по частоте K -гармоник спектра $\mathcal{U}_{k\omega}^2$. Очевидно, что стационарное состояние достигается при равенстве эффективного декремента затухания линейному инкременту γ_k . При этом ширина спектра K -й гармоники $(\Delta\omega)_k$ должна быть примерно равна γ_k , что и наблюдалось экспериментально. Отметим, что число колебаний, которое успевает сделать электрон в "потенциальной яме" волны за время "пролёта" волны через столб, мало: $m \sim \frac{L/V_{\phi}}{\lambda/\sqrt{2e\tilde{\varphi}/m}} \sim 1-2$. Вследствие этого механизм фазового перемешивания /96/ может не работать. Это может явиться причиной отсутствия широкого плато на функции распределения пучка (рис. 70).

При увеличении температуры электронов плазмы может стать существенным захват волной электронов с "хвоста" функции распределения. Такой эффект наблюдался в численных экспериментах /143/, посвященных исследованию затухания волны конечной амплитуды в плазме с максвелловским распределением в случае, когда

$V_{\phi} > V_{Te}$. Было найдено, что в случае $\sqrt{\frac{2e\tilde{\varphi}}{m}} < V_{\phi}$ захват с "хвоста" приводит к существенному увеличению декремента затухания, когда отношение

$V_{Te}/V_{\phi} \gtrsim 0,3$. Такое значение V_{Te}/V_{ϕ} в нашем эксперименте достигается при $T_e \sim 20$ эв.

В численных экспериментах /144/, посвященных исследованию взаимодействия пучка с плазмой, также наблюдался захват небольшой части электронов плазмы. С ростом числа захваченных электронов наблюдалось нерегулярное изменение поля колебаний и значительный нагрев всех электронов плазмы. В работе сделан вывод, что наблюдаемые эффекты нельзя объяснить в рамках квазилинейной теории или теории слаботурбулентной плазмы.

6. Низкочастотная неустойчивость /19, 59, 60/

Поскольку эксперименты проводятся в режиме электронного слоя, в отсутствие пучка низкочастотных колебаний практически нет. При введении пучка одновременно с высокочастотными возбуждаются низкочастотные колебания (кГц - десятки кГц). При увеличении энергии пучка одновременно с ростом амплитуды В.Ч.-колебаний и температуры электронов растёт амплитуда и меняется спектр низкочастотных колебаний. Когда энергия пучка превышает критическую ($U_0 > U_c$ или $n_0 < n_c$), низкочастотные колебания не возбуждаются. Это позволяет сделать вывод, что их возбуждение не связано с самим пучком. Оказалось, что спектр и амплитуда колебаний однозначно связаны с температурой электронов, на основании чего было сделано предположение, что наблюдаемая неустойчивость связана с нагревом неоднородной по плотности плазмы.

Результаты исследования низкочастотной неустойчивости изложены в главе II. Показано, что с ростом температуры электронов развивается дрейфовая неустойчивость, переходящая в ионно-звуковую. Развитие неустойчивости сопровождается ростом диффузии плазмы поперёк магнитного поля.

Рост диффузии и возбуждение низкочастотных колебаний при взаимодействии пучка с плазмой наблюдались неоднократно /110, 145-148/, однако, природа их исследована только в отдельных случаях. По-видимому, возможно возбуждение низкочастотных неустойчивостей различных типов. Так в работах /110, 147/ наблюдались неустойчивости, связанные с неоднородностью пучка, теория которых была разработана в /108, 109/. Наш результат показывает, что возможны неустойчивости, связанные с изменением температуры электронов. Наконец, появление низкочастотных колебаний может быть связано с нелинейным взаимодействием высокочастотных /133/.

7. Релаксационные колебания /19/

При развитых ионно-звуковых колебаниях и достаточно большой диффузии в плазменном столбе возникают азимутально-симметричные колебания плотности с час-

тотой $\sim 1-3$ кгц. На рис.76 показаны осциллограммы электронного тока на зонды на различных расстояниях Z от ионизатора. Видно, что форма колебаний на различных Z различна, причём фронты нарастания плотности на разных Z сдвинуты во времени. Таким образом, эти колебания похожи на описанные в главе III релаксационные колебания (см.рис.60).

Можно сделать следующее предположение о механизме возбуждения этих колебаний; возбуждение в плазме высокочастотных ленгмюровских колебаний приводит к росту T_e ; при возрастании T_e возбуждаются ионно-звуковые колебания, приводящие к усиленной диффузии плазмы, вследствие диффузии плотность плазмы в столбе падает; если диффузия достаточно велика, плотность плазмы падает ниже критической; при этом прекращается возбуждение высокочастотных колебаний и, в конечном счете, диффузия и начинается заполнение объёма холодной плазмой - от ионизатора распространяется фронт невозмущенной плазмы. После увеличения средней плотности в столбе до критической весь цикл начинается сначала. Осциллограммы (рис.76) под-

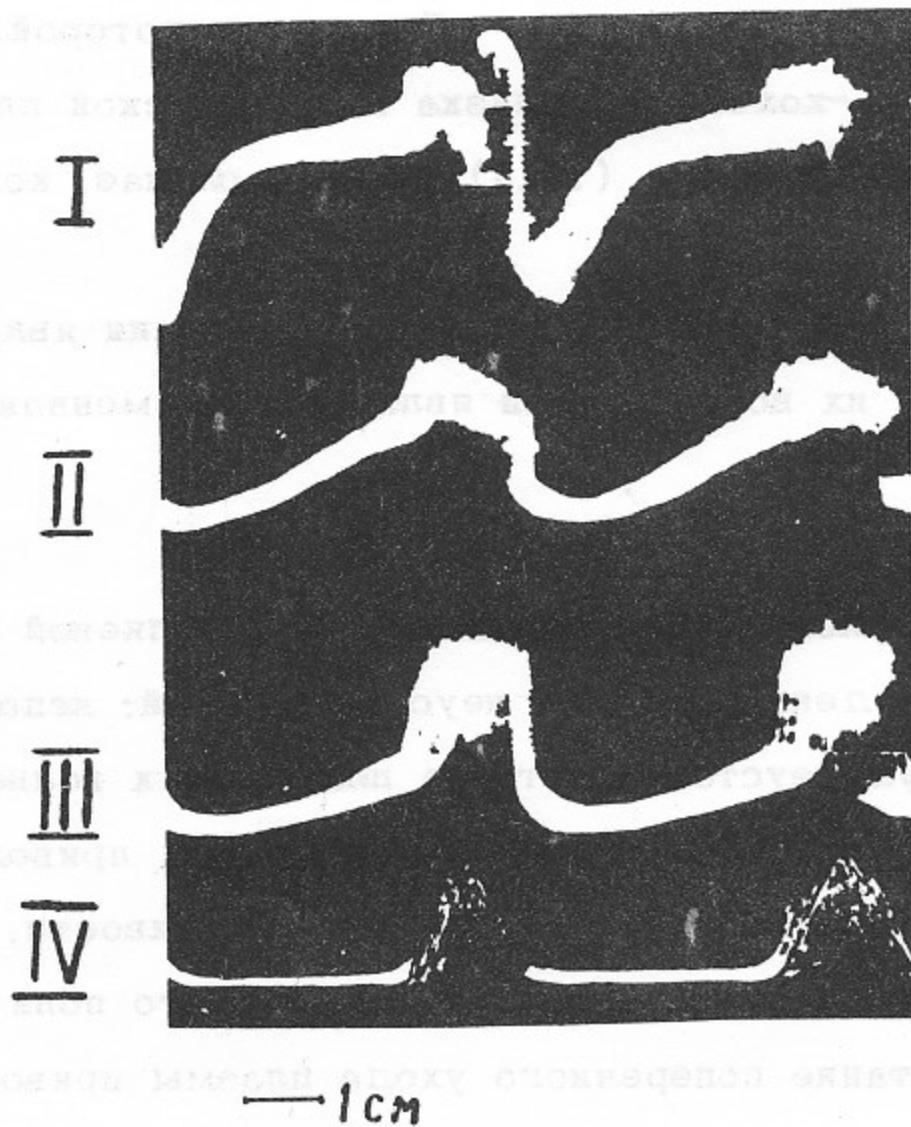


Рис.76. Осциллограммы колебаний плотности на различных Z (I-III) и огибающая высокочастотных колебаний (IV). I - 10 см, II - 20 см, III - 40 см, $z = 1,5$ см, IV - $Z = 30$ см; развертка $100 \frac{\text{мксек}}{\text{см}}$.

тверждают эту картину. Действительно, из рис.76 видно, что ионно-звуковые колебания возбуждаются в фазе максимальной плотности одновременно с высокочастотными, возбуждение ионно-звуковых колебаний приводит к спаду плотности; в фазе минимальной плотности высокочастотные и ионно-звуковые колебания одновременно исчезают.

Ясно, что период релаксационных колебаний должен определяться временем заполнения системы плазмой и временем падения плотности до критической:

$T \sim \frac{L}{V} + \tau_D$, где V - скорость холодной плазмы. Очевидно, релаксационные колебания могут возбуждаться лишь при $\tau_D \leq \frac{L}{V}$. Действительно, если диффузия мала, релаксационные колебания не наблюдаются. В критическом для возбуждения колебаний режиме τ_D , определенное по времени спада плотности, \sim равно L/V , где $V \sim 2 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ определено по сдвигу фронта нарастания плотности на разных z . Максимальный период колебаний, найденный по этим данным

$T_{\text{max}} \sim 2 \frac{L}{V} \sim 800$ мксек соответствует экспериментально наблюдаемым периодам $\sim 500-1000$ мксек ($f_{\text{min}} \sim 1-2$ кгц). Отметим, что величина коэффициента диффузии, определенная по времени спада плотности, близка к найденной с помощью измерителя (глава II).

Наблюдаемая величина минимальной плотности n_{min} , при которой прекращается диффузия и срываются в.ч. и н.ч.-колебания, близка к критической плотности для возбуждения ленгмюровских колебаний (формула (1У.4)). Так в случае, когда

$$n_{\text{min}} \sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, n_c \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3};$$

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемые колебания являются релаксационными, причём первопричиной их возбуждения является плазменная неустойчивость.

Итак, взаимодействие стационарного электронного пучка с калиевой плазмой приводит к последовательному возбуждению цепочки неустойчивостей: непосредственно пучок возбуждает высокочастотную неустойчивость на плазменных волнах, приводящую к нагреву электронов плазмы; рост электронной температуры приводит к возбуждению низкочастотной (дрейфовой или ионно-звуковой) неустойчивости, вследствие чего возрастает конвективный уход плазмы поперёк магнитного поля и происходит нагрев ионов; наконец, возрастание поперечного ухода плазмы приводит к падению плотности плазмы в столбе и возникновению релаксационных колебаний.

ВЫВОДЫ

1. Исследована дрейфовая неустойчивость неоднородной плазмы. Найдено, что тип волн, спектр колебаний, фазовые скорости, в столкновительной плазме условия возбуждения удовлетворительно согласуются с линейной теорией. Развитие неустойчивости приводит к установившимся нелинейным колебаниям. Диффузия поперёк магнитного поля в отсутствие неустойчивости является классической. С ростом амплитуды колебаний диффузия растёт, причём коэффициент диффузии существенно превосходит классический. Сделан вывод, что диффузия имеет конвективный характер.

2. Исследована неустойчивость неоднородной плазмы при увеличении отношения ρ_n/a (v_D/c_s) за счёт уменьшения диаметра плазменного столба или увеличения температуры электронов. В случае $\rho_n/a < 1$, $\omega < \omega_{ni}$ неустойчивость является дрейфовой, при увеличении ρ_n/a характер неустойчивости сохраняется, но меняется спектр колебаний, в области $\rho_n/a > 1$, $\omega > \omega_{ni}$ неустойчивость переходит в ионно-звуковую. Тип волн, спектр колебаний, фазовые скорости, области возбуждения (ρ_n/a , ω) предельных неустойчивостей удовлетворительно согласуются с линейной теорией.

3. Исследована ионно-звуковая неустойчивость сильнонеоднородной плазмы ($\rho_i/R \sim \rho_n/a > 1$). Показано, что развитие неустойчивости приводит к установившимся нелинейным колебаниям. Диффузия растёт с ростом амплитуды колебаний, при $[\tilde{n}/n] \sim 1$ коэффициент диффузии близок к Бомовскому. Сделан вывод, что диффузия имеет конвективный характер.

4. Исследовано развитие турбулентности, диффузия, нагрев ионов при переходе от дрейфовой к ионно-звуковой неустойчивости бесстолкновительной нагретой плазмы ($T_e \gg T_i$). Показано, что развивается анизотропная турбулентность (вдоль оси колебания скорректированы). Диффузия растёт с ростом амплитуды колебаний и температуры электронов, при $T_e \sim 40$ эв и $[\tilde{n}/n] \sim 1$ коэффициент диффузии $\sim 0,1 D_B$. Поперечная температура ионов растёт с ростом амплитуды и температуры электронов и уменьшением времени корреляции. При развитой неустойчивости T_i в десятки раз превосходит начальную. Сделан вывод, что нагрев ионов является стохастическим.

5. Исследована ионно-циклотронная неустойчивость, возбуждаемая осевой токовой трубкой ($\phi < R$) в бесстолкновительной плазме. Показано, что тип волн, спектр колебаний, условия возбуждения, инкремент нарастания удовлетворительно согласуются с линейной теорией. Развитие неустойчивости приводит к установившимся

ся нелинейным колебаниям.

6. Исследовано развитие турбулентности при увеличении числа токовых трубок. Показано, что возбуждение неустойчивости приводит к переносу плазмы поперёк магнитного поля, имеющему случайный характер вследствие нескоррелированности колебаний в разных трубках. Диффузия возрастает с увеличением числа трубок. Исследовано турбулентное состояние плазмы, диффузия, нагрев ионов при развитой ионно-циклотронной неустойчивости в случае $\phi = R$. Показано, что возбуждение неустойчивости имеет "жесткий" характер и приводит к развитию анизотропной турбулентности (вдоль оси колебания скоррелированы). При развитой неустойчивости $[\tilde{n}/n] \sim 1$, коэффициент диффузии близок к Бомовскому, поперечная температура ионов \sim на порядок превышает начальную. Сделан вывод, что диффузия имеет турбулентный характер, нагрев ионов является стохастическим.

7. Исследована плазменная неустойчивость, возбуждаемая электронным пучком. Показано, что тип волн, спектр колебаний, фазовая скорость, условия возбуждения, инкремент нарастания удовлетворительно согласуются с линейной теорией. Исследовано турбулентное состояние плазмы при развитой неустойчивости. Показано, что турбулентность является одномерной. Найден спектр $\gamma_{k_2 \omega}^2$, показано, что полуширина спектра k -й гармоники $(\Delta \omega)_k$ близка к линейному инкременту. Исследован нагрев электронов плазмы, зависимость продольной температуры электронов от параметров колебаний. Показано, что температура растёт с ростом амплитуды и уменьшением частоты и времени корреляции колебаний. При развитой неустойчивости T_e в сотни раз превосходит начальную. Сделан вывод, что практически вся энергия, теряемая пучком, идет на нагрев электронов, нагрев является стохастическим.

8. Изучены релаксационные колебания. Эти колебания возбуждаются, если неустойчивость сопровождается диффузией (что приводит к падению плотности) и имеет порог, зависящий от плотности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение несколько замечаний о возможности сопоставления экспериментальных результатов с теорией. По-видимому, можно утверждать, что экспериментально наблюдающиеся неустойчивости (тип волн, фазовые скорости, условия возбуждения, инкремент нарастания на начальной стадии неустойчивости) можно описать с помощью линейной теории. Однако, характер турбулентности при развитой неустойчивости, как правило, не удаётся описать даже качественно в рамках существующих нелинейных теорий (квазилинейной теории и теории слаботурбулентной плазмы). Действительно, экспериментально наблюдается возбуждение стационарных нелинейных колебаний или турбулентности, качественно отличающейся от слабой турбулентности, рассматриваемой в теории. Так, в теории для неустойчивости бесстолкновительной плазмы с фазовыми скоростями волн $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$ обычно предполагается, что развивается спектр продольных гармоник с $\frac{\omega}{k_z} \gtrsim V_{Ti}$ (для неустойчивостей, возбуждаемых током, диапазон $\frac{\omega}{k_z} \sim V_{Ti} - U$) [37, 84, 85]. Экспериментально наблюдается, что при ионно-циклотронной и ионно-звуковой неустойчивости бесстолкновительной плазмы развивается анизотропная турбулентность. При этом возбуждается практически одна продольная гармоника с длиной волны $\lambda \sim 2L$ и $\frac{\omega}{k_z} \sim (10-20) V_{Ti}$, но не развивается спектр продольных гармоник с $\lambda \lesssim 2L$, $\frac{\omega}{k_z} \gtrsim V_{Ti}$ (граничные условия, казалось бы, не препятствуют развитию такого спектра).

Серьезные расхождения с представлениями теории возникают при рассмотрении экспериментальных результатов, относящихся к характеру возбуждения неустойчивости, диффузии и нагреву. Так, для ионно-циклотронной неустойчивости факт "жесткого" механизма возбуждения неустойчивости не укладывается в рамки теории и свидетельствует о наличии неучтенного в теории нелинейного механизма, играющего определяющую роль в развитии неустойчивости.

Обращает на себя внимание большая диффузия при бесстолкновительных неустойчивостях (ионно-звуковой, ионно-циклотронной). Так, при ионно-циклотронной неустойчивости найденный экспериментально коэффициент диффузии практически равен Бомовскому. При теоретическом рассмотрении обычно считается, что диффузия определяется только резонансными электронами ($V \sim \frac{\omega}{k_z}$), так что коэффициент диффузии оказывается малым [37, 84, 85]. Например, для ионно-циклотронной неустойчивости при параметрах нашего эксперимента $D < 10^{-2} D_B$ [85]. Из этого расхождения следует, что диффузия определяется нелинейными механизмами, неучтенными в теории.

Наконец, обращает на себя внимание довольно значительный нагрев стохастического характера, наблюдавшийся во всех случаях при развитии турбулентности. Как показывают результаты исследования плазменной неустойчивости, стохастический нагрев может явиться основным механизмом диссипации энергии колебаний. В теории эффекты такого сорта считаются пренебрежимо-малыми.

Таким образом, напрашивается вывод, что имеются нелинейные механизмы, которые могут играть (и в условиях наших экспериментов играют) более существенную роль, чем механизмы, учтенные в квазилинейной теории и теории слаботурбулентной плазмы. Этот вывод не приводит к прямому сомнению в правильности этих теорий, но со всей остротой ставит вопрос о пределах их применимости. Отметим, что подобные выводы сформулированы в работах /143, 144, 149/ на основе результатов численных экспериментов. Вопрос о природе нелинейных механизмов остается открытым.

В качестве одного из возможных механизмов можно обратить внимание на захват частиц волной конечной амплитуды при условии, что область захвата, возрастающая с ростом амплитуды, не мала. При этом возможны следующие эффекты. При черенковском возбуждении неустойчивости пучком или током ($\omega/k_z \lesssim u, V_0$) захват может привести к "жесткому" механизму возбуждения, поскольку в этом случае с ростом амплитуды возрастает отношение числа электронов, передающих энергию волне, к числу электронов, поглощающих её. В других случаях захват может явиться механизмом диссипации /68, 150/ (например, дрейфовая или ионно-звуковая неустойчивость с $\omega/k_z < V_{Te}$ / 150 /, волны с $V_{Te} < \frac{\omega}{k_z} \lesssim 3 V_{Te}$ /143/). Взаимодействие захваченных частиц с волной может привести к случайным изменениям поля, что приведёт к стохастическому нагреву нерезонансных частиц и диссипации энергии волны. Наконец, диффузия, определяемая с одной стороны, захваченными частицами, с другой нерезонансными частицами в случайном поле, может оказаться значительной.

Следует отметить, что явление захвата в последние годы вызывает нарастающий интерес /96, 150-154/, причём в ряде работ отмечается, что взаимодействие с захваченными частицами может приводить к новым нелинейным эффектам /152, 153/, в том числе к появлению новых неустойчивостей /154/.

Выражаю глубокую благодарность Г.И.Будкеру, предложившему тему работы и постоянно поддерживавшему её, Р.З.Сагдееву, проявлявшему постоянный интерес и внимание к работе, А.А.Галееву, А.В.Гуревичу, В.И.Карпману, С.С.Моисееву, плодотворные дискуссии с которыми способствовали выполнению работы, А.М.Кудрявцеву, Р.А.Салимову, Ю.И.Эйдельману, совместно с которыми выполнена основная часть работы.

Л и т е р а т у р а

1. N.Rynn, N.D'Angelo Rev. Sci. Instr. 31, 1326, 1960.
2. Н.С.Бучельникова ТВТ 2, 309, 1964.
3. М.Д.Райзер, И.С.Шпигель УФН 64, 641, 1958.
4. F.F.Chen, C.Etievant, D.Mosher Phys. Fl. II, 811, 1968;
M.Hashmi, A.I. van der Houven van Oordt, I.G.Wegrowe
Nucl. Fus. 8, 197, 1968.
5. Ю.М.Каган, В.И.Перель УФН 81, 409, 1963.
6. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов ЖЭТФ 56, 1108, 1969.
7. Я.Л.Альперт, А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский Искусственные спутники земли
в разреженной плазме, изд-во Наука, Москва, 1964.
8. И.А.Кован, Ю.А.Москвин, В.Д.Русанов, В.П.Смирнов, Д.А.Франк-Каменец -
кий. Ядерный синтез 4, 227, 1964.
9. Н.С.Бучельникова Ядерный синтез 6, 122, 1966.
10. И.С.Фишман, Н.П.Мухортов ПТЭ 5, 110, 1969.
11. А.В.Недоспасов, С.С.Соболев Phenomena in Ionized Gases,
Beograd, 1965, v.II, 633.
12. А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный,
Ю.М.Ляпкало, В.В.Лившиц Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus.
Research, IAEA, Vienna, 1966, v.I, 515.
13. Н.С.Бучельникова Phenomena in Ionized Gases, Beograd, 1965vII,
14. Л.Н.Кореневский, В.Н.Белоусов, С.С.Соболев, А.Ф.Фетисов ТВТ 4, 786, 1966.
15. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман ЖЭТФ 52, 387, 1967.
16. Б.В.Синицын Автоматические корреляторы, изд-во СО АН СССР, Новоси -
бирск, 1964.
17. И.С.Фишман ПТЭ, в печати.
18. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов ЖТФ 38, 611, 1968.
19. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев ЖТФ, в печати.
20. А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Н.С.Бучельникова ТВТ, 7, 852, 1969.
21. P.L.Auer J.Appl.Phys.31, 2096, 1960.
22. B.Mc Intire J. Appl. Phys. 33, 2485, 1962.
23. М.И.Каганов, Р.Я.Кучеров, Л.Э.Рикенглаз ЖТФ 31, 588, 1961; Р.Я.Кучеров,
Л.Э.Рикенглаз ЖТФ 32, 1275, 1962.
24. N.Rynn Phys. Fl. 9, 165, 1966.
25. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман ЖЭТФ 52, 837, 1967.

26. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман ПМТФ 3, 89, 1968.
27. S.von Goeler Phys. Fl. 7, 463, 1964.
28. S.von Goeler, R.Motley Proc. Conf. Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, v.I, 243.
29. F.F.Chen Phys. Fl. 8, 752, 1965; J.Nucl. En. 7, 399, 1965.
30. А.В.Шутько ЖТФ 38, 1431, 1968.
31. F.F.Chen Phys. Fl. 9, ²⁵³⁴1966 ; 10, 1647, 1967.
32. C.W.Hartman, R.H.Munger Proc. Conf. Phys. Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, v.I, 49.
33. L.Enriques, A.M.Levine, G.B.Righetti Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research, IAEA, Vienna, 1969, v.I, 64I; Plasma Phys. 10, 64I, 1968.
34. J.A.Decker, P.J.Freyheit, W.D. Mc Bee, L.T.Shepherd Phys. Fl. 10, 2442, 1967.
35. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев, Р.А.Салимов ЖТФ 35, 72, 1965.
36. В.Е.Голант ЖТФ 33, 257, 1963.
37. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев Атомная энергия 15, 451, 1963.
38. Б.Б.Кадоццев Вопросы теории плазмы, Атомиздат, Москва, 1964, т.4.
39. А.Б.Михайловский Вопросы теории плазмы, Атомиздат, Москва, 1963, т.3.
40. Б.Б.Кадоццев, А.В.Тимофеев ДАН 146, 581, 1962.
41. С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев, ЖЭТФ 44, 763, 1963 ; ЖТФ 34, 248, 1964 ; F.F.Chen Phys. Fl. 7, 949, 1964.
42. А.В.Тимофеев ДАН 152, 84, 1963.
43. А.Б.Михайловский, О.П.Погуце ДАН 156, 64, 1964.
44. Г.М.Заславский, С.С.Моисеев ЖТФ 34, 410, 1964.
45. H.W.Hendel, B.Coppi, F.Perkins, P.A.Politzer Phys. Rev.Let. 18, 439, 1967.
46. А.В.Шутько ЖЭТФ 57, 452, 1969.
47. N.D'Angelo, R.W.Motley Phys. Fl. 6, 422, 1963; H.Lashinsky Phys. Rev. Let. 12, 121, 1964.
48. Н.С.Бучельникова ЖЭТФ 46, 1147, 1964; Н.С.Бучельникова Ядерный синтез 4, 165, 1964.
49. Н.С.Бучельникова A Survey of Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1968, p.443.
50. T.K.Chu, H.W.Hendel, P.A.Politzer Phys. Rev. Let. 19, 1110, 1967; H.W.Hendel, T.K.Chu, P.A.Politzer Phys. Fl. 11, 2426, 1968.

- T.K.Chu, H.W.Hendel, R.W.Motley, F.Perkins, P.A.Politzer
T.H.Stix and S. von Goeler Plasma Physics and Contr. Nucl.
Fus. Research, IAEA, Vienna, 1969, v.I, 6II.
51. N.Sato, Y.Yamashita, M.Kojanei, N.Takahashi, H.Ikezi
Phys.Let. 24A, 293, 1967.
 52. А.А.Иванов, Я.Р.Рахимбабаев, В.Д.Русанов ЖЭТФ 52, 835, 1967:
A.A.Ivanov, Ya.R.Rakhimbabaev, V.D.Rusanov, S.S.Sobolev
Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p.415.
 53. S.Ishii J.Phys.Soc.Jap. 23, 464, 1967; 25, 535, 1968.
 54. М.А.Власов Письма ЖЭТФ 2, 274, 287, 1965; ЖЭТФ 51, 715, 1966; ЖЭТФ 37,
67, 1967.
 55. Л.А.Душин, Ю.К.Кузнецов, О.С.Павличенко ЖТФ 37, 811, 1967; Л.В.Бржечко,
Ю.К.Кузнецов, О.С.Павличенко ЖТФ 38, 1293, 1968.
 56. T. Ohkawa, M. Ioshikawa Phys. Rev. Let. 17, 685, 1966.
 57. I.G.Brown, D.L.Dimock, E.Mazzucato, M.A.Rothman, R.M.Sinclair,
K.M.Young Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Research, IAEA,
Vienna, 1969, v.I, 497.
 58. N.S.Buchelnikova, R.A.Salimov, Yu.I.Eidelman Proc. Conf. Phys.
Quiescent Plasmas, Frascati, v.I, 129, 1967.
 59. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев Czechosl.J.Phys. 18, 692, 1968.
 60. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, А.А.Дроздов, А.М.Кудрявцев, Ю.И.Эйдельман
тезисы докладов У1 конф. по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1968,
стр.20.
 61. F.F.Chen Proc.Conf.Phys. Quiescent Plasmas, Frascati, 1967,
v.I, 145.
 62. H.Tasso Phys. Let. 24A, 618, 1967.
 63. V.N.Oraevsky, H.Tasso and H.Wobig Plasma Physics and Contr.
Nucl. Fus. Research, IAEA, Vienna, 1969, v.I, 67I.
 64. В.Петвиашвили ДАН СССР 174, 66, 1967.
 65. T.Stix Phys. Rev. Let. 20, 1422, 1968.
 66. T.Stix Phys. Fl. 12, 627, 1969.
 67. А.В.Шутько ЖЭТФ 55, 1947, 1968.
 68. T.H.Dupree Phys. Fl. 9, 1773, 1966.
 69. T.H.Dupree Phys. Fl. 10, 1049, 1967.
 70. T.H.Dupree Phys. Fl. 11, 2680, 1968.

71. T.H. Dupree Bull. Am. Phys. Soc. 13, 263, 1968.
72. H. Lashinsky Phys. Rev. Let. 13, 47, 1964; 14, 1064, 1965.
73. Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов ЖТФ 38, 986, 1968.
74. А.В. Жаринов Атомная энергия 10, 368, 1961.
75. М.А. Власов, Е.И. Доброхотов, А.В. Жаринов Ядерный синтез 6, 24, 1966.
76. N.S. Wolf, K.C. Rogers Phys. Fl. 9, 2294, 1966; K.C. Rogers, G.E. Courville, H.S. Wolf Proc. Conf. Phys. Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, v.I, 259.
77. B.J. Eastlund Phys. Fl. 9, 594, 1966; B.J. Eastlund, K. Josephy, R.F. Leheny, T.C. Marshall Phys. Fl. 9, 2400, 1966; K. Josephy, B.J. Eastlund, T.C. Marshall Phys. Fl. 10, III2, 1967; Proc. Conf. Phys. Quiescent Plasmas, Frascati, 1967, v.I, 271.
78. С.С. Моисеев, Р.З. Сагдеев ЖЭТФ 44, 763, 1963.
79. F.F. Chen Phys. Fl. 8, 912, 1965.
80. Ф.Г. Басс, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро ЖЭТФ 49, 329, 1965.
81. Д.Г. Ломинадзе, К.Н. Степанов ЖТФ 34, 1823, 1964.
82. А.А. Веденов, Е.П. Велихов, Р.З. Сагдеев УФН 73, 701, 1961.
83. E.A. Jackson Phys. Fl. 3, 786, 1960.
84. W.E. Drummond, M.N. Rosenbluth Phys. Fl. 5, 1507, 1962.
85. А.А. Галеев, В.И. Карпман, Р.З. Сагдеев Ядерный синтез 5, 20, 1963.
86. R. Varma, D. Bhadra Physics Fl. 7, 1082, 1964.
87. Б. Милич, Д. Зюндер ЖТФ 38, 220, 1968.
88. A.M. Levine, A.F. Kucks Phys. Fl. 9, 2263, 1966.
89. R.W. Motley, N.D. Angelo Phys. Fl. 6, 296, 1963.
90. Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов, Ю.И. Эйдельман ПМТФ 4, 149, 1968; Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p.416.
91. А.А. Веденов УФН 84, 533, 1964.
92. А.А. Веденов Теория турбулентной плазмы, изд-во ИНИ АН СССР, Москва, 1965.
93. A.Y. Wong, O. Judd, E. Hai Phys. Rev. Let. 21, 157, 1966.
94. Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов Phenomena in Ionized Gases, Bucharest 1969, p.430.
95. L. Spitzer Phys. Fl. 3, 659, 1960.
96. Б.Б. Кадомцев УФН 95, 111, 1968.
97. Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов, Ю.И. Эйдельман ЖТФ 37, 1477, 1967.
98. А.В. Гуревич, Р.А. Салимов, Н.С. Бучельникова ТВТ 7, 1075, 1969.
99. Н.С. Бучельникова, Р.А. Салимов, Ю.И. Эйдельман Ядерный синтез 6, 255, 1966.

100. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA, Vienna, 1966 ; А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязыч - ный, Ю.М.Ляпкало, В.В.Лившиц, v. 1, 515; J.Alexeff, W.D.Jones, R.V.Neidigh, W.F.Peed, W.L.Stirling v.II, 781; , Р.А.Демирханов, А.К.Геворков, А.Ф.Попов, Г.Л.Хорасанов v .II, 801; L.D.Smullin, W.D.Getty, v.II, 815.
101. М.В.Незлин, А.М.Солнцев ЖЭТФ 45, 840, 1963; 48, 1237, 1965.
102. И.Ф.Харченко, Я.Б.Файнберг, Р.М.Николаев, Е.А.Корнилов, Е.И.Луценко, Н.С.Педенко Nucl. Fus. Suppl. III, 1101, 1962.
103. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA, Vienna, 1969; R.V.Neidigh, I.Alexeff, G.E.Guest, W.D.Jones, D.C.Montgomery, D.J.Rose, W.L.Stirling v.II, 693; А.Г.Плахов, Д.Д.Рютов, В.В.Шапкин v . II, 701 ; J.Jančařík, V.Korecky, V.Piff1, J.Pohanka, J.Preinhaelter, M.Seidl, P.Šunka, J.Ullschmied v.II, 733.
104. Я.Б.Файнберг Атомная энергия 11, 313, 1961; Фтэика плазмы и проблемы УТС, изд-во АН УССР, Киев, 1963, т.2, 88; УФН 93, 617, 1967; Czechosl. J. Phys. B18, 652, 1968.
105. R.J.Briggs Electron-Stream Interaction with Plasmas, MIT Press, Cambridge, 1964.
106. А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер, Р.В.Половин, А.Г.Ситенко, К.Н.Степанов, Коллек - тивные колебания в плазме, Атомиздат, 1964.
107. Н.Д.Норман The Electron Cyclotron Instability in Beam-Plasma System, Rotterdam, 1969.
108. А.Б.Михайловский Атомная энергия 20, 103, 1966; А.Б.Михайловский, Э.А.Пашицкий ЖТФ 36, 763, 1966.
109. Л.С.Богданкевич, Е.А.Ловецкий, А.А.Рухадзе, Nucl. Fus. 6, 176, 1966.
110. М.В.Незлин, М.И.Тактакишвили, А.С.Трубников ЖЭТФ 55, 397, 1968.
111. J.Jančařík, V.Piff1, M.Seidl, J.Ullschmied, 3rd European Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, 1969, p.28.
112. М.Ф.Горбатенко ЖТФ 33, 1070, 1963.
113. Э.В.Богданов, В.Я.Кислов, З.С.Чернов Рад-ка и эл-ка 5, 229, 1960; 5, 1974 , 1960.
114. R.Targ, L.Levine J.Appl.Phys. 32, 731, 1961.

115. И.Ф.Харченко, Я.Б.Файнберг, Р.М.Николаев, Е.А.Корнилов, Е.И.Луценко, Н.С.Педенко Физика плазмы и проблемы УТС, изд-во АН УССР, Киев, 1963, т.2, 118.
116. S.Gruber, W.Mc Bee, L.Shepherd Appl. Phys. Let. 4, 137, 1964.
117. M.D.Getty, L.D.Smullin J.Appl.Phys. 34, 3421, 1963.
118. M.Seidl, P.Šunka Nucl. Fus. 7, 237, 1967.
119. Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев ПМТФ 6, 50, 1967 ; Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p.417.
120. И.Ф.Харченко, Я.Б.Файнберг, Е.А.Корнилов, Р.М.Николаев, Е.И.Луценко, Н.С.Педенко ЖЭТФ 38, 685, 1960; ЖТФ 31, 761, 1961.
121. I.Alexeff, G.Guest, D.Montgomery, R.Neidigh, D.Rose Phys. Rev. Let. 21, 344, 1968.
122. H.J.Hopman, T.Matitti, I.Cabral, A.Vermeer, I.Kistemaker Ist European Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Munich, 1966.
123. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев Nucl. Fusion I, 82, 1961; Suppl. II, 465, 1962.
124. W.Drummond, D.Pines Nucl.Fusion Suppl.III, 1049, 1962.
125. В.Н.Цытович Нелинейные эффекты в плазме, изд-во Наука, Москва, 1967.
126. В.Д.Шапиро ЖЭТФ 44, 613, 1963.
127. C.Etievant, M.Perulli Comp. rend. 225, 855, 1962.
128. А.К.Березин, Г.П.Березина, Л.И.Болотин, Я.Б.Файнберг Атомная энергия 14, 249, 1963; А.К.Березин, Г.П.Березина, Л.И.Болотин, Ю.М.Ляпкало, Я.Б.Файнберг Физика плазмы и проблемы УТС, изд-во ^{АН} УССР, 1963, т.3, 125.
129. С.Л.Левитский, И.П.Шашурин ЖЭТФ 52, 350, 1967.
130. I.Cabral, H.Hopman, F.Insinger, W.Ott Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA, Vienna, 1969, v.II, 749.
131. E.G.Shustin, V.P.Popovitch, I.F.Kharchenko Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p.376.
132. T.Kawabe J.Phys. Soc. Japan 21, 2704, 1966.
133. R.A.Stern, N.Tzoar Phys. Rev. Let. 17, 903, 1966.
134. И.П.Шашурин Письма ЖЭТФ 6, 787, 1967.
135. Е.А.Корнилов, Я.Б.Файнберг, О.Ф.Ковпик Письма ЖЭТФ 4, 147, 1966.
136. Ю.Г.Яременко, В.М.Деев, Р.Л.Слабовик, И.Ф.Харченко Атомная энергия 25, 213, 1968 ; ЖТФ 39, 1541, 1969.

137. V.A.Lavrovsky, V.M.Deyev, S.A.Rogashkov, Yu.G.Yaremenko
Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p.375.
138. А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный,
В.И.Курилко, В.Д.Шапиро, В.П.Зейдлин, И.Улшмид Plasma Physics and
Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA, Vienna, 1969, v.II, 733.
139. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, А.М.Кудрявцев 3rd European Conf.
Contr. Fusion and Plasma Physics, Utrecht, 1969, p.92.
140. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, А.А.Дроздов, А.М.Кудрявцев ЖЭТФ 57, в.5,
1970.
141. P.A.Sturrock, Phys. Rev. 141, 186, 1966.
142. S.Puri Phys. Fl. 9, 2043, 1966.
143. J.M.Dawson, R.Shanny Phys. Fl. II, 1506, 1968; J.M.Dawson,
C.G.Hsi, R.Shanny Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus.
Research, IAEA, Vienna, 1969, v.I, p.735.
144. A.Bers, J.A.Davis 3rd European Conf. Contr. Fusion and
Plasma Physics, Utrecht, 1969.
145. Е.А.Корнилов, О.Ф.Ковник, Я.Б.Файнберг, И.Ф.Харченко Физика плазмы и
проблемы УТС, изд-во АН УССР, Киев, 1965, т.4, 23.
146. М.В.Незлин, А.М.Солнцев ЖЭТФ 49, 1377, 1965.
147. И.Д.Райзер, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков Czechosl. J. Phys.
BI8, 688, 1968.
148. I.Alexeff, R.V.Neidigh Phys. Rev. I29, 516, 1963; I36A, 689, 1964.
149. T.P.Armstrong, D.Montgomery Phys. Fl. I2, 2094, 1969.
150. K.Nishikawa, Ching-Sheng Wu Phys. Rev. Let. 23, 1020, 1969.
151. Р.К.Мазитов ПМТФ 1, 27, 1965; Н.С.Ерохин, Р.К.Мазитов ПМТФ 5, 11,
1968.
152. H.P.Furth, M.N.Rosenbluth Plasma Physics and Contr. Nucl.
Fus. Research, IAEA, Vienna, 1969, v.I, 821.
153. R.Z.Sagdeev, A.A.Galeev Nonlinear Plasma Theory, Benjamin,
New-York-Amsterdam, 1969.
154. Б.Б.Кадомцев, О.П.Погода ДАН СССР 188, 69, 1969.

S u m m a r y .

1. The drift instability of inhomogeneous plasma is investigated. It is found that the wave type, oscillation spectrum, phase velocities, excitation conditions in collisional plasma are in satisfactory agreement with the linear theory. The development of instability leads to steady-state nonlinear oscillations. The diffusion across the magnetic field in absence of instability is classical. The diffusion increases with increasing oscillation amplitude, the diffusion coefficient considerably exceeds the classical one. The conclusion is drawn that the diffusion has convective character.

2. Inhomogeneous plasma instability when increasing ρ_H/a (v_D/c_s) due to decreasing plasma column diameter or to increasing electron temperature is investigated. In case of $\rho_H/a < 1$, $\omega < \omega_{Hi}$ the instability is drift instability; when increasing ρ_H/a , the instability character remains, but the oscillation spectrum changes; in case of $\rho_H/a > 1$, $\omega > \omega_{Hi}$ the instability turns into ion-sound instability. The wave type, oscillation spectrum, phase velocities, excitation region (ρ_H/a , ω) of instabilities in limiting cases are in satisfactory agreement with the linear theory.

3. The ion-sound instability of highly inhomogeneous plasma ($\rho_i/R \sim \rho_H/a > 1$) is investigated. It is shown that the instability development leads to the steady-state nonlinear oscillations. The diffusion increases with increasing oscillation amplitude, in case of $[\tilde{n}/\bar{n}] \sim 1$ the diffusion coefficient is close to Bohm coefficient D_B . The conclusion is drawn that the diffusion has convective character.

4. Turbulence development, diffusion, ion heating when changing from drift instability to ion-sound instability of collisionless, heated plasma ($T_e \gg T_i$) is investigated. It is shown that anisotropic turbulence is developed (the oscillations are correlated along axis). The diffusion increases with increasing oscillation amplitude and electron temperature, in case of

$T_e \sim 40 \text{ eV}$ and $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$ the diffusion coefficient is $\sim 0,1 D_B$. Transverse ion temperature increases with increasing amplitude and electron temperature and with decreasing correlation time. In case of the developed instability T_i is tens times more than initial one. The conclusion is drawn that the ion heating is stochastic.

5. Ion-cyclotron instability driven by the axial current tube ($\phi < R$) in collisionless plasma is investigated. It is shown that the wave type, oscillation spectrum, excitation conditions, growth rate are in satisfactory agreement with the linear theory. The instability development leads to steady-state non-linear oscillations.

6. Turbulence development when increasing number of current tubes is investigated. It is shown that the instability excitation leads to enhanced plasma transport across the magnetic field, the plasma flux being stochastic because of noncorrelation of oscillations in different tubes. The diffusion increases with increasing number of tubes. Turbulent plasma state, diffusion, ion heating in case of the developed ion-cyclotron instability (in the case of $\phi = R$) are investigated. It is shown that instability excitation has "hard" (explosive) character and leads to development of anisotropic turbulence (oscillations are correlated along axis). In the case of developed instability $[\frac{\tilde{n}}{n}] \sim 1$, the diffusion coefficient is close to Bohm coefficient, transverse ion temperature is \sim an order more than initial one. The conclusion is drawn that the diffusion has turbulent character, the ion heating is stochastic.

7. Langmuir instability driven by electron beam is investigated. It is shown that the wave type, oscillation spectrum, phase velocity, excitation conditions, growth rate are in satisfactory agreement with linear theory. Turbulent plasma state in case of developed instability is investigated. It is shown that the turbulence is one-dimensional. The $\varphi_{\kappa z \omega}^2$ spectrum is found, it is shown that the half-width of κ -mode spectrum $(\Delta \omega)_\kappa$ is close to the growth rate γ_κ . The plasma electrons heating,

the dependence of longitudinal electron temperature on the oscillations parameters are investigated. It is shown that the temperature increases with increasing amplitude and decreasing frequency and correlation time of oscillations. In case of developed instability T_e is hundreds times more than initial one. The conclusion is drawn that practically all energy lost by the beam is transferred to electron heating, the heating is stochastic.

8. Relaxation oscillations are investigated. These oscillations are developed if instability is accompanied by diffusion (which causes density decreasing) and has threshold depending on density.

C o n c l u s i o n .

Some remarks about possibility of comparison of experimental results with theory are given as a conclusion. Apparently, it is possible to state that the type of instabilities observed experimentally (wave type, phase velocities, excitation conditions, growth rate at the initial stage of instability) may be described by the linear theory. But turbulence character in case of developed instability as a rule may not be described even qualitatively within limits of present nonlinear theories (quasilinear and weak turbulence theory). In fact, the excitation of steady-state nonlinear oscillations or turbulence qualitatively different from weak turbulence considered in theory is experimentally observed. So it is usually assumed in theory for instabilities of collisionless plasma with wave phase velocities $V_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < V_{Te}$ that the spectrum of longitudinal modes with $\frac{\omega}{k_z} \geq V_{Ti}$ is developed (for current-driven instabilities the range of $\frac{\omega}{k_z} \sim U - V_{Ti}$) /37,84,85/. It is observed experimentally, that in case of ion-cyclotron and ion-sound instability of collisionless plasma anisotropic turbulence is developed. In this case practically one longitudinal mode with the wave length $\lambda \sim 2L$ and $\frac{\omega}{k_z} \sim (10-20) V_{Ti}$ is excited, but the spectrum of longitudinal modes with $\lambda \leq 2L, \frac{\omega}{k_z} \geq V_{Ti}$ is not developed (boundary conditions seems not to prevent from the formation of this spectrum).

Considerable discrepancies with the theory ideas appear while considering experimental results concerned with the character of instability excitation, diffusion and heating. So for ion-cyclotron instability the fact of "hard" (explosive) character of instability excitation is not enclosed within the theory and points to the presence of nonlinear mechanism which is not taken into consideration in theory but which is of main importance for instability development.

The significant point is the large diffusion in case of collisionless instabilities (ion-sound, ion-cyclotron instabilities). So in case of ion-cyclotron instability the diffusion

coefficient which was found experimentally is practically equal to Bohm coefficient. In theory it is assumed usually that the diffusion is defined only by resonant electrons ($v \sim \frac{\omega}{k_z}$) so that the diffusion coefficient turns out to be small [37,84,85]. For example, in case of ion-cyclotron instability with parameters of our experiment $D < 10^{-2} D_B / 85$. The discrepancy shows that the diffusion is defined by nonlinear mechanisms which are not taken into consideration in theory.

The other significant point is the considerable heating of stochastic type, observed in all cases of turbulence development. The results of Langmuir instability investigation show that stochastic heating may be the main mechanism of dissipation of oscillation energy. In theory such effects are considered to be negligibly small.

Thus, the conclusion suggests itself that there are the nonlinear mechanisms which may be (and in our experiment are) of greater importance than mechanisms taken into consideration in quasilinear theory and in weak-turbulence theory. The consequence of this conclusion is not the doubt in theories themselves but the question about their limits. Note, that similar conclusions were formulated in [143,144,149] on the basis of numerical experiments. The question about the nature of nonlinear mechanisms remains open.

As one of the possible mechanisms we may point to the particle trapping by the wave of finite amplitude in case when trapping region increasing with amplitude is not small. In this case the following effects are possible. In case of resonant excitation of instability by beam or current ($\frac{\omega}{k_z} \approx u, v_0$) the trapping may lead to "hard" (explosive) excitation mechanism because in this case the ratio of number of electrons transferring the energy to the wave to number of electrons absorbing the energy increases with increasing amplitude. In another cases the trapping may lead to dissipation [68,150] (for example drift or ion-sound instability with $\frac{\omega}{k_z} < v_{Te}$ [150], the waves with $v_{Te} < \frac{\omega}{k_z} \leq 3 v_{Te}$ [143]). The interaction of the trapped particles with the wave may lead to the stochastic change of the field that ^{will} cause stochastic heating of non-

resonant particles and so the dissipation of wave energy. The diffusion defined by the trapped particles, on one hand, and by the nonresonant particles in stochastic field, on the other hand, may turn out to be considerable.

Note, that late years the phenomenon of trapping causes the increasing interest /96, I50-I54/, in some works it is noted that the interaction with trapped particles may lead to some new nonlinear effects /I52, I53/ including the development of new instabilities /I54/.

Ответственный за выпуск Н.С.Бучельникова

Подписано к печати 15.01.70

Усл. 6 печ.л., тираж 250 экз.

Заказ № 358, бесплатно. ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.