

Б.94

36



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. I.

ПРЕПРИНТ 84-149

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



НОВОСИБИРСК

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. I.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию конечной стадии модуляционной неустойчивости (коллапса) одномерной стоячей ленгмюровской волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$, $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$. По фазовым плоскостям изучено развитие хвостов ускоренных электронов, которое приводит к затуханию ленгмюровских волн. Показано, что этот процесс обусловлен развитием стохастической неустойчивости движения электронов.

Изучены траектории на фазовой плоскости групп электронов с близкими начальными координатами x_0 , v_0 . Найдено, что на начальной стадии модуляционной неустойчивости траектории частиц группы практически совпадают. При достаточно большой концентрации поля характер траекторий катастрофически меняется — траектории расходятся по фазовой плоскости. Это свидетельствует о развитии стохастической неустойчивости. Показано, что центрами рассеяния траекторий являются области локализации электрического поля.

Найдено, что стохастическая неустойчивость наблюдается, когда пересекаются области захвата гармоник волны, то есть, когда выполнен критерий Чирикова $\alpha^N = (2\sqrt{e\varphi^N} + 2\sqrt{e\varphi^{N+1}}) / (v_\phi^N - v_\phi^{N+1}) > 1$.

В численных экспериментах с ленгмюровскими волнами постоянной амплитуды (2 или 8 волн) проверены основные следствия теории стохастичности — образование стохастического слоя при $\alpha^N < 1$, стохастическая неустойчивость при $\alpha^N > 1$, ограничение области неустойчивости верхней и нижней границами захвата $v_\phi^N \pm 2\sqrt{e\varphi^N}$ гармоник, для которых $\alpha^N > 1$.

LARGE AMPLITUDE LANGMUIR WAVES.
STOCHASTIC INSTABILITY. I.

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin
Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

The numerical experiments (PIC-method) were made to study the final stage of the modulational instability (collapse) of one-dimensional standing Langmuir wave with parameters $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$; $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$. The acceleration of electrons and the formation of the streamers on the phase plane, which leads to the damping of Langmuir waves and its modes, is studied. The connection of this process with the stochastic instability of the motion of electrons is shown.

The trajectories on the phase plane of the groups of electrons with near-by initial coordinates x_0, v_0 are studied. Of the initial stage of the modulational instability the trajectories of the electrons in a group are approximately the same. When the electric field concentration is high enough, the trajectories of electrons in a group change catastrophically and diverge on the phase plane. This shows that the process observed of the electron motion is the stochastic instability (large scale stochasticity). It is shown, that the trajectories are scattered in the regions of the electric field localization.

The stochastic instability is observed when the trapping regions of the Langmuir wave modes overlap and thus the Chirikov's overlap criterion on the border of the stochastic instability is satisfied

$$\alpha^N = (2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}} + 2\sqrt{\frac{e\varphi^{N+1}}{m}}) / (V_{ph}^N - V_{ph}^{N+1}) > 1$$

In numerical experiments with constant amplitude Langmuir waves (2 or 8 waves) some consequences of the theory of stochasticity are checked - the formation of the stochastic layer when $\alpha^N < 1$, stochastic instability when $\alpha^N > 1$, the limitation of the stochastic instability region by the highest and lowest trapping boundaries $V_{ph}^N \pm 2\sqrt{e\varphi^N/m}$ for the modes with $\alpha^N > 1$.

Данную работу следует рассматривать совместно с работой /1/, называемой далее II.

Ранее нами были проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости одномерных стоячих /2,3/ и бегущих /4-7/ ленгмювских волн в однородной /2-5/ и неоднородной по плотности (возбуждена конно-звуковая волна) плазме /6,7/. Было показано, что основными процессами являются модуляционная неустойчивость и конверсия ленгмювской волны и ее гармоник на возмущениях плотности (процесс $\ell_{k_e + s_{k_i}} \rightarrow \ell_{k_e \pm \beta k_i}$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$). Совместное действие модуляционной неустойчивости и конверсии приводит к локализации электрического поля во впадинах плотности. В области $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$ развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию квазистационарных солитонов, в области $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ - к коллапсу - образованию нестационарных солитонов (иногда это образование называют кавитонем или спайконом) и их схлопыванию. Схлопывание заканчивается затуханием в результате образования хвостов ускоренных электронов, которые и поглощают электрическое поле ленгмювских волн.

Было показано, что концентрация поля при модуляционной неустойчивости эквивалентна генерации более и более коротковолновых гармоник с фазовыми скоростями $V_{\phi}^N \sim \pm \omega_{pe} [1 + 3(k^N r_d)^2]^{1/2} / k^N$. Амплитуды этих гармоник с течением времени нарастают, при этом возрастают и начинают пересекаться области захвата этих гармоник. Было высказано предположение, что при образовании хвостов электроны ускоряются в результате движения в пересекающихся областях захвата, переходя из области захвата коротковолновых гармоник с V_{ϕ}^N , близкими к тепловым, в области захвата длинноволновых гармоник с большими V_{ϕ}^N . В работах /2-7/ мы называли это явление захватом и ускорением нерезонансных электронов (или электронов плазмы) гармониками волн.

В настоящей работе процесс ускорения электронов и образования хвостов рассмотрен более подробно.

Рассмотрены случаи неустойчивости стоячей и бегущей (II) ленгмювской волны в однородной плазме и в неоднородной плазме (II), где существенную роль играет конверсия. Численные эксперименты проводились в области параметров $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$, $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$.

Показано, что ускорение электронов, действительно, наблюдается при таких амплитудах гармоник, когда их области захвата пересекаются. При ускорении электроны переходят из области захвата гармоник с малыми $V_{\phi}^{(1)}$, в области захвата гармоник с большими $V_{\phi}^{(2)}$ и достигают предельных скоростей, близких к верхней границе захвата гармоник с максимальной $V_{\phi}^{(2)}$ из тех, чьи области захвата пересекаются.

Попробуем рассмотреть этот процесс с точки зрения теории стохастичности (см., /8-33,74, 75/ и цитированную там литературу). Мы основываемся на том, что интересующее нас ускорение электронов, приводящее к затуханию ленгмюровских волн происходит, когда пересекаются области захвата гармоник. Это эквивалентно тому, что выполнен критерий Чирикова стохастической неустойчивости /9,12/. Следовательно, можно предполагать, что само ускорение электронов является следствием стохастической неустойчивости.

Задача о движении отдельной частицы в поле двух /8,10,12, 33,34,36-42/ или многих /8,12,33/ волн постоянной амплитуды вызывает неслабевающий интерес в теории стохастичности. В частности большое число теоретических работ /36-42/ и эксперимент /35/ посвящены исследованию движения частицы в поле стоячей волны постоянной амплитуды, которую можно рассматривать как две бегущие волны (прямую и обратную).

Несколько упрощая результаты теории, можно сказать, что характер движения частицы в поле двух волн существенно зависит от критерия Чирикова $\alpha_{1-2} = (V_3^{(1)} + V_3^{(2)}) / (V_{\phi}^{(1)} - V_{\phi}^{(2)})$, где $V_3^{(1),(2)}$ - границы захвата первой и второй волн, $V_{\phi}^{(1),(2)}$ - их фазовые скорости. Если $\alpha_{1-2} < 1$, т.е. области захвата не пересекаются, движение частиц становится стохастическим только в так называемом стохастическом слое (см., например, /8,12,33,34,38/). При малой амплитуде волн стохастический слой сосредоточен в районе сепаратрис /8/. В зависимости от параметров волн характер стохастического слоя меняется /34/, но частица не переходит из одной области захвата в другую.

Если критерий Чирикова выполнен $\alpha_{1-2} > 1$, т.е. области захвата двух волн пересекаются, развивается стохастическая неустойчивость (large scale stochasticity) /12,33/. При этом движение частицы становится стохастическим в большой облас-

ти фазового пространства. В частности частица может переходить из одной области захвата в другую.

Не вызывает сомнений, что теория стохастичности справедлива и в более сложных самосогласованных задачах, в частности, в задачах физики плазмы (см., например, /18,23/).

Стохастическая неустойчивость проявляется в том, что траектории частицы на фазовой плоскости при малом изменении начальных координат расходятся экспоненциально. В настоящей работе исследуются траектории на фазовой плоскости групп частиц с близкими начальными координатами. Показано, что на начальной стадии модуляционной неустойчивости траектории таких частиц практически одинаковы. Одновременно с началом ускорения электронов и началом затухания поля происходит катастрофическое изменение характера траекторий. Траектории разных частиц быстро расходятся. Некоторые частицы ускоряются до больших скоростей, некоторые после небольшого ускорения возвращаются в область тепловых скоростей. Характер поведения траекторий подтверждает, что наблюдаемый процесс является проявлением начальной стадии стохастической неустойчивости.

Динамическое описание процесса (анализ фазовых плоскостей и распределения поля и плотности в разные моменты времени) показывает, что он связан с рассеянием (разным характером изменения) траекторий разных частиц в областях локализации поля (в областях впадины плотности).

Спектральное описание показывает, что процесс связан с блужданием траекторий электронов на фазовой плоскости по пересекающимся областям захвата и, в частности, с ускорением электронов до больших скоростей в результате перехода в области захвата более и более длинноволновых гармоник.

Поскольку рассматриваемая нами модель является самосогласованной, при движении частиц меняется амплитуда волн. Поскольку в нашем случае на начальной стадии стохастической неустойчивости частицы в основном ускоряются, поле затухает. В результате неустойчивость прекращается и развитое хаотическое состояние не устанавливается.

Процесс затухания при ускорении тепловых электронов до надтепловых скоростей при взаимодействии их с локализованным полем

рассматривался и ранее. Так значительное число теоретических работ /43-49/ и экспериментальная работа /50,51/ посвящены так называемому пролетному затуханию (transit-time damping).

Было показано, что физический процесс, приводящий к затуханию, представляет собой рассеяние электронов по скоростям (в частности, ускорение) в областях локализации поля. Очевидно, что это тот же самый физический процесс, о котором мы говорили выше, то есть начальная стадия стохастической неустойчивости.

Делались также попытки (например, /52,53/) описать образование хвостов ускоренных частиц с помощью квазилинейной теории /54,55/. К этим работам примыкают многочисленные работы посвященные диффузии по скоростям и движению частиц в поле многих волн или в случайных полях (см., например, /56-69/ и цитированную там литературу).

В численных экспериментах (метод частиц в ячейках) рассматривалась одномерная система с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур $T_e/T_i = 30$ и отношением масс $M/m = 10^2$.

Для задания бегущей ленгмювской волны (II, случаи I-2, I-3) в начальный момент времени задается синусоидальное возмущение плотности и скорости электронов. Для задания стоячей ленгмювской волны с амплитудой E_0 (случай I-1) задается возмущение плотности и скорости электронов, соответствующее двум бегущим волнам (прямой и обратной) с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $V_\phi = \pm \omega_0/k_0$. Фазы волн выбраны так, что в $t=0$ поле равно нулю и достигает максимума в $t \approx T_{oe}/4$ ($T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$ - период плазменных колебаний). Длина волны задается равной длине системы, так что номер гармоники $N_e = L/\lambda = 1$. В предыдущих работах было показано, что случаи $\lambda = L$ и $\lambda < L$ ($N_e > 1$) не отличаются.

В случаях I-1, I-2 (II) ионы равномерно распределяются по длине системы, в случае I-3 (II), кроме ленгмювской задается еще конно-звуковая волна, для чего задается синусоидальное возмущение плотности и скорости ионов и электронов с длиной волны

$$\lambda_i = 0,2 \lambda_e, \text{ так что } N_i = 5.$$

Для понижения уровня начальных шумов применяется метод "спокойного старта", заключающийся в том, что начальная функция распределения $f(v)$ задается одинаковой во всех ячейках /70, 71/. Из-за ограниченности числа счетных частиц ($N_{e0} = N_{i0} = 10^4$; $n_0 \sim 10^2$) начальная максвелловская функция распределения $f_0(v)$ обрезана по скорости на $V \sim 2V_T$. Это является крупным недостатком рассматриваемой модели, так как в развитии стохастической неустойчивости и образовании хвоста ускоренных электронов существенную роль могут играть именно хвостовые электроны начального распределения.

Были проведены проверочные численные эксперименты. В случае I-3 (II) помимо основного распределения задавалась группа электронов, равномерно распределенная по длине системы, с $V_0 \sim 3V_T$ или $4V_T$, с числом электронов N_{e0} , равным числу электронов в максвелловском распределении в интервале $(2-3)V_T$ или $(2-4)V_T$ ($N_{e0} \sim 400$).

Было найдено, как и ожидалось, что в первую очередь начинают ускоряться именно эти электроны. Однако и электроны основного распределения с $V_0 \leq 2V_T$ также ускоряются и участвуют в развитии надтепловых хвостов и затухания. При этом число электронов основного распределения попавших в хвост ΔN ($V > 2V_T$), почти не меняется: в случае I-3 $\Delta N/N_0 = 6,2\%$, в этом случае $\Delta N/N_0 = 5,7\%$. Общее развитие конверсии, модуляционной неустойчивости и затухания практически не меняется за исключением несущественных деталей. Ускорение электронов и затухание поля начинаются на той же стадии процесса и примерно в то же самое время, хотя заметная доля энергии (до $\sim 20-30\%$) поглощается электронами с $V_0 \sim 3$ или $4V_T$.

Время начала и общий характер стохастической неустойчивости (рассеяние траекторий в областях локализации поля) сохраняется, хотя траектории конкретных частиц с определенными начальными координатами становятся другими.

Таким образом, рассматриваемая модель не может претендовать на точное описание движения частиц. Однако она позволяет правильно описать существенные черты основных процессов, в развитии которых играет роль тепловые электроны плазмы с $V_0 \leq 2V_T$.

Случай I-I. Стоячая ленгмюровская волна с параметрами:

$$E_0 = 70,4 \text{ (E нормировано на } \frac{m r_d^2}{e T_{oe}^2} \text{)}; E_0^2 / 8 \pi n T = 1,6.$$

$$\tilde{V}_0 / V_T = 2,0; V_0^0 / V_T = 2,15.$$

$$\lambda_0 / r_d = 100; k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}; (k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3};$$

$$\lambda_0 = \lambda; N_e = 1.$$

$$V_\phi / V_T = \pm 16.$$

$$V_z / V_T = 7,5; V_z / V_\phi = 0,5; T_B / T_{oe} = 4,2.$$

E_0 - начальная амплитуда стоячей волны; $\tilde{V}_0 = V_0 - V_0^0$ - начальное возмущение скорости; V_0^0, V_0 - предельная невозмущенная и возмущенная скорость в $t = 0$; V_ϕ - фазовая скорость;

$$V_z = 2 \sqrt{\frac{e \varphi_0}{m}} \text{ граница захвата бегущей волны; } \varphi_0 = \frac{E_0 / 2}{k_0} \text{ - начальный потенциал бегущей волны; } T_B = \frac{2\pi}{k_0 \sqrt{e \varphi_0}}.$$

Этот случай был подробно рассмотрен ранее [2,3]. Основную роль при развитии ленгмюровской волны в этом случае играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к формированию двух впадин плотности на длине волны и к концентрации в них электрического поля. На Рис.1а,б показана зависимость от времени плотности энергии поля $\frac{E_m^2}{E_0^2}$ (E_m - максимальное значение в данный момент времени) и энергии поля W_E и электронов ΔW_e ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов). С течением времени плотность энергии поля возрастает (Рис.1а), достигает максимума в $t_{max} / T_{oe} \sim 13$, а затем довольно быстро падает. По кривым $W(t)$ (Рис.1б) видно, что несколько раньше t_{max} , в $t / T_{oe} \sim 11$ начинается затухание поля, которое к $t / T_{oe} \sim 25$ приводит к практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы. Ранее было показано, что затухание связано с ускорением небольшой ($\sim 10\%$) части электронов, которое приводит к образованию хвостов функции распределения со скоростями, значительно превышающими тепловые. Рассмотрим более подробно процесс ускорения электронов.

На Рис.2а показаны фазовые плоскости электронов в разные моменты времени, на Рис.2б - распределение потенциала $e\varphi / T_e$, напряженности электрического поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n} / n_0(x)$ в разные моменты времени, соответствующие фазе максимальной энергии поля. Напомним, что границу распределения на фазовой плоскости образуют электроны с начальными скоростями $V_0^0 \sim 2 V_T$.

Рассмотрим две группы электронов с одинаковыми $\frac{V_0^0}{V_T} = 2,15$ и близкими начальными координатами (Таблица I). На фазовых плоскостях Рис.2а отмечены координаты этих частиц в разные моменты времени. На Рис.3а,б показаны траектории на фазовой плоскости нескольких частиц из групп I и 2. На Рис.4 показана траектория одной из этих частиц ($N=2$) и поле $E_N(x, t)$, действующее на эту частицу в той точке x , где она находится в момент t . Цифры на Рис.3 и 4 показывают моменты времени, когда частица находится на данном x .

Таблица I. Начальные координаты электронов

Случай I-I

$$V_0^0 / V_T = 2,15$$

Группа I

№	I	2	3	4	5	6	7	8	9
x_0 / r_d	13	14	16	17	18	19	20	21	22
V_0 / V_T	3,46	3,54	3,67	3,73	3,78	3,82	3,86	3,90	3,92

Группа 2

№	II	I2	I3	I4	I5	I6
x_0 / r_d	4	5	7	9	11	12
V_0 / V_T	2,60	2,71	2,92	3,12	3,30	3,38

V_0^0 - невозмущенная начальная скорость;

V_0 - возмущенная начальная скорость.

Проследим за движением частиц по фазовым плоскостям Рис.2а и траекториям частиц Рис.3а,б. По фазовым плоскостям видно, что до $t / T_{oe} \sim 11$ частицы в группах движутся вместе, сохраняя свою последовательность. Траектории их практически одинаковы, хотя несколько сдвинуты по времени.

На Рис.2а показаны моменты $t / T_{oe} \sim 8,5 - 10,5 - 11,6$, когда поле равно нулю, а возмущение скорости максимально в районе правой впадины плотности, вблизи от которой находятся обе группы частиц. По Рис.2а видно, что возмущение скорости нарастает и в $t / T_{oe} \sim 11,6$ достигает максимальной величины, причем максимальная скорость $V_{max} / V_T \sim 5,6$.

В $t/T_{0e} \sim 11,3$ (максимум поля - минимум возмущения скорости) - $11,6$ возмущение скорости в районе правой впадины плотности нарастает. В этой области $E < 0$, т.е. ускоряет электроны. В это время частицы группы I оказываются в фазе ускорения и в $t/T_{0e} \sim 11,6$ попадают в максимум возмущения. Скорость некоторых частиц оказывается близкой к скорости возмущения, так что они дольше, чем в предшествующие периоды T_{0e} , остаются в ускоряющем поле. Например, частица $N=2$ из группы I остается в ускоряющем поле от $t/T_{0e} \sim 10,3$ до $\sim 11,6$ (Рис.4). В результате эти частицы ускоряются. Это видно на Рис.2а в $t/T_{0e} \sim 11,8-12,0$, когда поле меняет знак, а возмущение скорости уменьшается и переходит в противофазу. Видно, что часть частиц оказывается ускоренной и образует первый хвост (стример) на фазовой плоскости. Одновременно образуется хвост в области $v < 0$ в районе левой впадины, но мы далее будем рассматривать только область $v > 0$.

К $t/T_{0e} \sim 12,0$ частицы группы 2 несколько расходятся, но все лежат на границе распределения. В $t/T_{0e} \sim 12,6$ часть частиц этой группы оказывается в максимуме возмущения скорости и к $t/T_{0e} \sim 12,8+13,2$ оказываются ускоренными и образуют второй хвост на фазовой плоскости.

Процесс ускорения частиц повторяется периодически, так что в течение каждого периода T_{0e} в области данной впадины образуется группа ускоренных частиц в области $v > 0$ и в области $v < 0$.

В $t/T_{0e} \sim 12,8-13,2$ некоторые частицы из группы I приближаются к следующей (на Рис.2,3 - к левой) впадине. Поскольку скорости частиц теперь различны, они проходят область впадины, где локализовано поле, в разное время. В результате частицы $N=3$ и 4 проходят эту впадину в $t/T_{0e} \sim 12,8+13,2$ в фазе роста возмущения скорости, т.е. попадают в ускоряющее поле и ускоряются. Частицы $N=5,6$ и 7 , отстающие от них, приходят в область этой впадины в $t/T_{0e} \sim 13,2+13,4$ и тормозятся. Через период T_{0e} в области этой впадины ускоряются частицы $N=1,2$ и 8 из группы I и $N=11,12$ из группы 2, а область следующей (правой) впадины в фазе торможения проходит частица $N=3$ из группы I (см. $t/T_{0e} = 14,5$). В промежутках между впадинами поле близко к нулю (Рис.2б) и скорость частиц практически не меняется.

Изменение скорости частиц происходит при каждом прохождении области локализации поля (области впадин) до тех пор, пока поле не затухнет ($t/T_{0e} \sim 20-25$). В результате частицы из первоначально компактных групп с начальной скоростью $v_0 \sim 2v_T$ и близкими x_0 разбрасываются по фазовой плоскости в области $v \lesssim v^{max} \sim 11 v_T$ (Рис.2а, $t/T_{0e} \sim 20+26$).

Отметим, что практически все частицы остаются в области $v > 0$ и не переходят в область $v < 0$. Исключение составляют только частицы типа $N=5$ из группы I и $N=15$ из группы 2, которые в течение развития процесса оставались в области тепловых скоростей. В $t/T_{0e} > 20-25 T_{0e}$ эти частицы переходят в область $v < 0$.

Таким образом, из-за небольшого различия в начальных координатах судьба разных частиц сильно различается - некоторые частицы ускоряются, некоторые остаются среди тепловых электронов.

Это хорошо видно при сравнении траекторий нескольких частиц на Рис.3а,б. На начальной стадии развития процесса (до $t/T_{0e} \sim 11,5$ в группе I и $\sim 12,5$ в группе 2) траектории частиц в группе практически одинаковы, хотя несколько сдвинуты по времени. Однако в $t/T_{0e} \sim 11,5$ в группе I и $\sim 12,5$ в группе 2 происходят катастрофические изменения - траектории частиц меняют свой характер и расходятся, причем траектории разных частиц становятся различными.

Анализ поля, действующего на частицу (Рис.4), показывает, что в промежутке между впадинами поле E_N практически равно нулю. В области впадин характер поля E_N зависит от фазы $E(x, t)$ в t , когда частица попала в область поля. В соответствии с этим в области между впадинами частица движется с практически постоянной скоростью, а в области впадин скорость заметно меняется (Рис.4).

Таким образом, области концентрации поля (области впадин) служат центрами рассеяния траекторий частиц на фазовой плоскости. Это хорошо видно по Рис.3а,б, где положение впадин отмечено на шкале x . Видно, что в промежутках между впадинами скорость частиц постоянна, а в области впадин траектории сильно изменяются и расходятся. Характер изменения зависит от фазы поля, в которую попадает данная частица, приближаясь к впадине. Поэтому небольшие различия в начальных координатах частиц могут при-

вести к очень сильному различию траекторий, причем различие возрастает при прохождении следующих впадин.

Ускорение частиц приводит к затуханию поля. Действительно, по кривым Рис.1а-1б видно, что затухание начинается в $t/T_{0e} \sim 11$, к $t/T_{0e} \sim 25$ поле ленгмюровских волн практически затухает. При этом в хвостах функции распределения по скоростям, т.е. в области скоростей $|v| > v_0 \sim 2 v_T$, оказывается по 5% (в области $v > 0$ и $v < 0$) от начального числа электронов. Ускорение этих 10% электронов и обуславливает полное затухание поля.

После затухания ленгмюровских волн развивается процесс, связанный с возмущением плотности плазмы, подробно рассмотренный ранее /72/. Мы не будем описывать этот процесс здесь. Отметим только, что траектории частиц типа $N=5$ и 15 обусловлены захватом электронов нелинейной ионно-звуковой волной при развитии возмущения плотности после затухания ленгмюровских волн /72, 73/.

Затухание ленгмюровских волн при взаимодействии тепловых электронов с областями концентрации поля рассматривалось ранее в теоретических моделях /43-49/. Было показано, что такое взаимодействие приводит к рассеянию по скоростям, ускорению частиц до надтепловых скоростей и затуханию поля, так называемому transit-time damping. Этот эффект был также обнаружен в лабораторных экспериментах /50/ по взаимодействию пучка электронов малой скорости с областями концентрации поля, возникающими при модуляционной неустойчивости.

Не вызывает сомнения, что в наших численных экспериментах наблюдается тот же самый процесс. Однако мы хотим посмотреть на этот процесс с другой точки зрения и показать, что он является проявлением стохастической неустойчивости в системе с областями концентрации поля.

Действительно, в нашем численном эксперименте мы берем группы частиц с близкими начальными координатами и наблюдаем, что в результате рассеяния в областях концентрации поля траектории этих частиц быстро расходятся по фазовой плоскости. Это и является главным свидетельством того, что наблюдаемый процесс является стохастической неустойчивостью. Теоретические работы /43-49/ по существу дают независимый метод описания стохастической неустойчивости и ее последствий.

Проанализируем рассмотренный ранее процесс в спектральном описании. Мы уже отмечали, что развитие модуляционной неустойчивости эквивалентно возбуждению гармоник $N_e = II, III, IV, \dots$, росту их амплитуды с течением времени и перекачке энергии в более коротковолновые гармоники. На Рис.5 показаны границы захвата $v_{\phi}^N + v_z^N$ и $v_{\phi}^N - v_z^N$ ($v_z^N = 2 \sqrt{e\phi^N/m}$) для основных гармоник - $N_e = I$ (только $v_{\phi}^I - v_z^I$), а также $N_e = II$ и III. Видно, что уже в $t/T_{0e} \sim 3,5$ границы захвата $N_e = II$ и III начинают пересекаться, а в $t/T_{0e} \sim 11$ амплитуды захвата v_z^{II} и v_z^{III} становятся сравнимыми с $(v_{\phi}^{II} - v_{\phi}^{III})$.

На Рис.5 показаны максимальные скорости возмущения $v(x)$ в моменты, когда это возмущение максимально. На Рис.6 показаны области захвата (ограниченные сепаратрисами $v = v_{\phi}^N \pm 2 \sqrt{e\phi^N/m} \times \sin[\frac{\pi}{\lambda^N}(x-x^0)]$, x^0 - координата узла сепаратрисы) нескольких гармоник в $t/T_{0e} = 11,6$ и профиль скорости $v(x)$ в этот момент времени. Этот момент соответствует началу ускорения частиц группы I (Рис.2а) и началу расхождения траекторий (Рис.3а). Из Рис.6 видно, что в этот момент возбуждено несколько гармоник, причем области захвата этих гармоник пересекаются, а для $N_e = II$ и III $v_z^{II} \sim v_z^{III} \sim (v_{\phi}^{II} - v_{\phi}^{III})$. Максимальная скорость частиц в $v(x)$ приближается к фазовой скорости третьей гармоники и лежит в ее области захвата в фазе ускорения (левая половина области захвата).

После ускорения в $t/T_{0e} \sim 12+13$ такие частица, как $N=3$ из группы I переходят в область захвата второй гармоники и ускоряются до максимальной скорости $v \sim v_{\phi}^{II} + 2 \sqrt{e\phi^{II}/m}$. Максимальные скорости, которые наблюдаются при развитии процесса $v^{max}/v_T \sim 11$ близки к $v_{\phi}^{II} + 2 \sqrt{e\phi^{II,max}/m} \sim 11,4 v_T$. Частиц, попавших в область захвата первой гармоники и ускоренных до $v \approx v_{\phi}^I$ в рассматриваемом случае I-I не наблюдается. Это не удивительно, т.к. из Рис.6 видно, что пересечение областей захвата гармоник $N_e = II$ и I невелико - $v_z^I + v_z^{II} \sim v_{\phi}^I - v_{\phi}^{II}$, а с $t/T_{0e} \sim 16$ эти области захвата вообще не пересекаются.

Таким образом, в этом случае при развитии процесса определяющую роль играют две гармоники $N_e = III$ и II.

Задача о движении частицы в поле двух волн постоянной амплитуды хорошо известна и неоднократно рассматривалась в теории стохастичности /8,12,33,34,36-42/. Было показано, что в случаях,

когда одна из волн имеет малую амплитуду, в районе сепаратрис образуется стохастический слой, ширина которого растет с ростом амплитуды /8,12,33,38/. При достаточно больших амплитудах развивается стохастическая неустойчивость (large scale stochasticity), при которой частица при движении может попадать в обе области захвата. Порог стохастической неустойчивости определяется известным критерием Чирикова, эквивалентным условию $V_z^{(1)} + V_z^{(2)} \approx V_\phi^{(1)} - V_\phi^{(2)}$ /9-12/.

Этот критерий выполнен в рассматриваемом нами случае, так что наблюдаемое возбуждение стохастической неустойчивости представляется естественным.

В отличие от рассматривавшихся ранее задач мы рассматриваем самосогласованную систему. Как мы видели, развитие стохастической неустойчивости приводит к поглощению энергии электрического поля и затуханию ленгмювских волн, так что хаотическое состояние не устанавливается. По существу развивается только начальная стадия стохастической неустойчивости.

Из-за того, что начальная функция распределения электронов по скоростям в нашей модели обрезана, в развитии стохастической неустойчивости участвуют только электроны с $V_0 \lesssim 2V_T$. Мы рассмотрели поведение электронов с $V_0 \sim 2V_T$. Задание групп электронов с близкими начальными координатами и $V_0 < 2V_T$ показывает, что в стохастической неустойчивости в случае I-I участвуют частицы с $V_0 \approx 1,4V_T$. Траектории электронов с меньшими V_0 также становятся нерегулярными, однако, их скорости остаются в пределах $2-3V_T$, т.е. в сильной стохастической неустойчивости они не участвуют (во всяком случае в течение времени, ограниченного затуханием поля).

Для электронов с $V_0 > 2V_T$ стохастическая неустойчивость должна начинаться раньше, начиная с $t/\tau_{oe} \approx 0,5$ и $t/\tau_{oe} \approx 3,5$, когда пересекаются области захвата гармоник I-II и II-III. До того и одновременно должны наблюдаться эффекты, связанные с образованием стохастических слоев в области сепаратрис гармоник. Однако, этот круг эффектов в нашей модели потерян.

В случае I-I мы рассматривали развитие стоячей волны. Однако, все рассмотренные процессы развиваются только в области $V > 0$ или только в области $V < 0$ в результате движения частиц в поле

одной из бегущих волн, составляющих стоячую волну (мы рассматриваем волну с $V_\phi > 0$) и ее гармоник. Области захвата прямых и обратных волн и их гармоник не пересекаются, так что стохастической неустойчивости в поле стоячей волны быть не должно и она действительно не наблюдается.

Остановимся еще на одном вопросе. Мы наблюдали затухание волн при развитии стохастической неустойчивости, хотя при этой неустойчивости частицы не только ускоряются, но и тормозятся. В случае, когда максимальная начальная скорость частиц мала - $V_0 \sim 2V_T$, это неудивительно. Действительно, стохастическая неустойчивость приводит к заполнению фазового пространства до $V^{max} \sim (V_\phi^2 + 2\sqrt{e\phi^2/m}) > V_0$, т.е. в среднем к ускорению частиц.

Если задать начальную максвелловскую функцию распределения по скоростям до $V_0 \approx V_\phi + 2\sqrt{e\phi^2/m}$, то все эти частицы будут участвовать в стохастической неустойчивости. На ее начальной стадии также должно наблюдаться затухание, связанное с процессом типа затухания Ландау, поскольку $\partial f_0(v)/\partial v < 0$ в области развития стохастической неустойчивости. Действительно, на начальной стадии электроны с малыми V_0 в среднем ускоряются, а электроны с большими V_0 в среднем тормозятся, однако электронов с малыми V_0 значительно больше, что и должно привести к затуханию.

Рассмотрим модельную задачу о движении частиц, невзаимодействующих с волной, в поле двух бегущих ленгмювских волн постоянной амплитуды. Эта задача эквивалентна несамосогласованным задачам, типичным для примеров, рассмотренных в теории стохастичности. Мы не собираемся проводить полный анализ движения частиц в поле двух волн, но хотим качественно проверить известные следствия теории стохастичности для ленгмювских волн с параметрами, характерными для случая I-I.

В модельном численном эксперименте на длине $L = 100r_d$ задается холодная плазма ($T_e = T_i = 0$) с неподвижными ионами, чтобы исключить модуляционную неустойчивость и предотвратить стохастическую неустойчивость электронов плазмы. Заданы две волны с $\lambda/r_d = 50$ и $33,3$ ($N_e = II$ и III) с разными в разных случаях амплитудами (Таблица 2).

Таблица 2. Начальные параметры волн

$$V_{\phi}^{\text{III}}/V_T = 5,3; V_{\phi}^{\text{II}}/V_T = 8,0; \Delta V_{\phi}/V_T = 2,7; V_{\phi}^{\text{II}}/V_{\phi}^{\text{III}} = 1,5$$

Случай	I	Ia	Iб	2	3	4	5
E^{II}	0,75	0,75	-	2,3	6,8	13,6	13,6
E^{I}	3,2	-	3,2	3,2	3,2	3,2	9,2
V_{ϕ}^{II}/V_T	0,64	0,64	-	1,1	1,9	2,7	2,7
V_{ϕ}^{I}/V_T	1,6	-	1,6	1,6	1,6	1,6	2,7
$\frac{V_{\phi}^{\text{II}} + V_{\phi}^{\text{I}}}{\Delta V_{\phi}}$	0,84	-	-	1,0	1,3	1,6	2,0
T_B^{III}/T_{oe}	16,5	16,5	-	9,5	5,5	3,9	3,9
T_B^{II}/T_{oe}	10,0	-	10,0	10,0	10,0	10,0	5,9
Стохастич. неустойч.	нет	нет	нет	нет	есть	есть	есть

Е нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 ; $V_{\phi}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi_0^N}{m}}$;
 $\Delta V_{\phi} = V_{\phi}^{\text{II}} - V_{\phi}^{\text{III}}$.

Задаются пробные частицы с нулевым зарядом и массой, но таким же отношением e/m , как у электрона. Траектория движения такой частицы не отличается от траектории электрона, но взаимодействия с волной нет, поэтому амплитуда волн не меняется.

Рассмотрим случай I (Таблица 2). В этом случае области захвата не пересекаются, так что стохастической неустойчивости быть не должно, но вероятно образование стохастического слоя - области фазового пространства вблизи сепаратрисы, в которой движение частиц является стохастическим.

Зададим пробные частицы в области захвата $N_e = \text{II}$ или $N_e = \text{III}$ так, что в каждом случае (случай Ia и I или Iб и I) их координаты одинаковы, а скорости различны (Таблица 3). Проследим за траекториями этих частиц в случае Ia, когда задана только одна волна $N_e = \text{III}$ и в случае Iб, когда задана только волна $N_e = \text{II}$, а также в случае I, когда заданы обе волны $N_e = \text{II}$ и III.

Таблица 3. Начальные координаты пробных частиц. Случаи I, Ia, Iб.

Случай Ia (группа I), случай I (группа 3).

$$x_0/r_d = 16,7; (x_0 - x_0^0)/\lambda = 0,5; V_{\phi}^{\text{III}}/V_T = 5,3; V_{\phi}^{\text{II}}/V_T = 0,64.$$

	I	2	3	4	5
N_1	I	2	3	4	5
N_3	II	I2	I3	I4	I5
V_0/V_T	5,38	5,50	5,62	5,86	5,94
$(V_0 - V_{\phi}^{\text{III}})/V_T$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	0,20	0,32	0,55	0,64
$(V_0 - V_{\phi}^{\text{II}})/V_{\phi}^{\text{II}}$	0,12	0,31	0,50	0,87	1,0

Случай Iб (группа 2), случай I (группа 4)

$$x_0/r_d = 25; (x_0 - x_0^0)/\lambda = 0,5; V_{\phi}^{\text{II}}/V_T = 8; V_{\phi}^{\text{III}}/V_T = 1,6.$$

	6	7	8	9	10
N_2	6	7	8	9	10
N_3	I6	I7	I8	I9	20
V_0/V_T	6,37	6,57	7,16	7,46	7,81
$(V_0 - V_{\phi}^{\text{II}})/V_T$	1,6	1,4	0,80	0,50	0,19
$(V_0 - V_{\phi}^{\text{III}})/V_{\phi}^{\text{III}}$	1,0	0,87	0,50	0,31	0,12

x_0, V_0 - начальные координаты частиц;

x^0 - координата узла сепаратрисы;

$$V_T = 2\pi; V_{\phi}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi_0^N}{m}}.$$

В случаях Ia, Iб частицы с начальными x_0 и V_0 , лежащими внутри области захвата $N_e = \text{III}$ или II, захватываются волной и их траектории представляют собой эллипс (пунктир на Рис.7).

В случае I частицы с теми же x_0 и V_0 движутся по более сложным и нерегулярным траекториям, что свидетельствует о существовании стохастического слоя (Рис.7). Стохастический слой особенно четко проявляется в области захвата гармоники $N_e = \text{III}$ с меньшей амплитудой. Так траектории частиц $N = \text{II}, \text{I2}, \text{I3}$ из группы 3 с V_0 , близкими к V_{ϕ}^{III} , в случае I проходят через точки, близкие к сепаратрисе (Рис.7а-в). Это свидетельствует о том, что ширина стохастического слоя $\Delta \sim V_{\phi}^{\text{III}}$, т.е.

стохастический слой занимает практически всю область захвата. Частицы $N = 14, 15$ из группы 3 с V_0 , близкими к сепаратрисе $N_e = III$, вообще выходят из области захвата. (Рис.7). Траектории частиц с близкими координатами несколько расходятся, но не очень сильно, поскольку прослеживались только в течение времени одного оборота захваченных частиц.

В отличие от этого в области захвата гармоники $N_e = II$ с большей амплитудой ($E^{II}/E^{III} = 4,3$) стохастический слой образуется только около сепаратрисы. Траектории частиц $N = 18, 19, 20$ из группы 4 с V_0 , близкими к V_{ϕ}^{II} , практически совпадают с траекториями частиц $N = 8, 9, 10$ из группы 2 в случае I и Iб (во всяком случае в течение $\sim T_B^{II}$). Траектории частиц $N = 16, 17$ из группы 4 с V_0 , близкими к сепаратрисе, несколько отличаются от траекторий $N = 6, 7$ из группы 2 в случаях I и Iб. Это свидетельствует о том, что ширина внутренней области стохастического слоя невелика $\Delta \lesssim 0,2 V_z^{II}$.

Стохастической неустойчивости в случае I нет - частицы с начальными координатами в области захвата $N_e = III$ не попадают в область захвата $N_e = II$ и наоборот.

В случае 2 (Таблица 2), когда $V_z^{II} + V_z^{III} = \Delta V_{\phi}$ за время $\sim 15 T_{oe}$ ($\sim T_B^{II}$) стохастическая неустойчивость также не наблюдается.

В случаях 3, 4, 5, когда $V_z^{II} + V_z^{III} > \Delta V_{\phi}$, наблюдается стохастическая неустойчивость - частицы переходят из одной области захвата в другую, траектории частиц с близкими начальными координатами расходятся и имеют нерегулярный характер. Типичные траектории случая 5 показаны на Рис.8а, б (начальные координаты частиц приведены в Таблице 4). Начальные координаты частиц, показанных на Рис.8б лежат в области захвата $N_e = III$, на Рис.8а - в области захвата, общей для $N_e = II$ и III. Однако в обоих случаях траектории частиц попадают и в ту и в другую области захвата и лежат примерно в пределах области скоростей от $V_{\phi}^{III} - V_z^{III}$ до $V_{\phi}^{II} + V_z^{II}$, ограниченной примерно нижней границей захвата $N_e = III$ и верхней границей захвата $N_e = II$.

Таким образом, в рассматриваемой модели наблюдаются основные эффекты, найденные в теории стохастичности - образование стохастического слоя в случаях, когда $\Delta V_z < \Delta V_{\phi}$, т.е. критерий Чирикова не выполнен, и стохастическая неустойчивость в

Таблица 4. Начальные координаты пробных частиц. Случай 5.

Группа I			Группа 2		
N	I	2	N	3	4
x_0/r_d	10,7	12,5	x_0/r_d	7,4	4,2
V_0/V_T	6,4	6,6	V_0/V_T	4,3	4,8
$V_T = 2\pi$.					

случаях, когда $\Delta V_z > \Delta V_{\phi}$, т.е. критерий Чирикова выполнен.

Рассмотрим еще одну модельную задачу о движении частиц, взаимодействующих с волнами, в поле многих волн постоянной амплитуды. В этом случае так же, как в случаях I-5, на длине $L = 100$ задается холодная плазма с неподвижными ионами. Задается восемь бегущих ленгмювских волн - гармоники $N_e = I-III$. В случае 6 амплитуды волн таковы, что области захвата гармоник не пересекаются $V_z^N + V_z^{N+1} < V_{\phi}^N - V_{\phi}^{N+1}$ (Таблица 5). В случае 7 области захвата всех гармоник пересекаются $V_z^N + V_z^{N+1} > V_{\phi}^N - V_{\phi}^{N+1}$ (Таблица 6). Фазы гармоник взяты произвольно - в $t = 0$ на $x = 0$ находятся узлы всех сепаратрис, т.е. максимум потенциала. В случае 6 максимальный потенциал $e\phi/T_e \sim 4,8$, в случае 7 - $e\phi/T_e \sim 22$.

В случае 6, как и следовало ожидать, стохастической неустойчивости не наблюдается - движение пробных частиц ограничено примерно областью захвата той гармоники, где лежат начальные координаты частицы. Траектории частиц с близкими начальными координатами почти не расходятся (во всяком случае за время $\sim T_B^N$).

Случай 7 примерно моделирует случай I-I с некоторой разницей в амплитудах гармоник. В случае I-I в результате взаимодействия электронов, участвующих в стохастической неустойчивости, с волнами поле затухает и неустойчивость прекращается. В случае 7 пробные частицы не взаимодействуют с волнами, амплитуды волн постоянны и неустойчивость может продолжаться.

На Рис.9 показаны фазовые плоскости случая 7 в разные моменты времени. В начальный момент задано 3 группы пробных частиц с близкими начальными координатами (Таблица 7) в области захвата $N_e = U$. На Рис.10 показаны траектории некоторых частиц.

Таблица 5. Начальные параметры волн. Случай 6

N_e	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
V_ϕ^N/V_T	15,9	8,0	5,3	4,0	3,2	2,7	2,3	2,0
E^N	10,0	3,0	0,5	0,4	0,3	0,2	0,08	0,07
V_β^N/V_T	4,0	1,6	0,52	0,40	0,31	0,23	0,13	0,12
$(V_\phi^N - V_\phi^{N+1})/V_T$	8,0	2,7	1,3	0,80	0,53	0,38	0,28	
$\frac{V_\beta^N + V_\beta^{N+1}}{V_\phi^N - V_\phi^{N+1}}$	0,70	0,78	0,69	0,89	1,0	0,95	0,89	
T_B^N/T_{0e}	8	10	20	20	21	23	34	34

Е нормировано на $m\gamma_a/eT_{0e}^2$; $V_\beta^N = 2\sqrt{\epsilon\varphi_0^N/m}$; $T_B^N = \frac{\lambda_0^N}{\sqrt{\epsilon\varphi_0^N/m}}$.

Таблица 6. Начальные параметры волн. Случай 7,8,9,10.

N_e	Случай 7			Случай 8			Случай 9			Случай 10				
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	II	III	II	III	II	III
V_ϕ^N/V_T	15,9	8,0	5,3	4,0	3,2	2,7	2,3	2,0	8,0	5,3	8,0	5,3	8,0	5,3
E^N	39,3	9,1	13,6	10,0	8,0	7,0	6,0	5,0	3,2	0,75	3,2	2,3	3,2	6,8
V_β^N/V_T	8,0	2,7	2,7	2,0	1,6	1,4	1,2	1,0	1,6	0,64	1,6	1,1	1,6	1,9
$(V_\phi^N - V_\phi^{N+1})/V_T$	8,0	2,7	1,3	0,80	0,53	0,38	0,28		2,7		2,7		2,7	
$\frac{V_\beta^N + V_\beta^{N+1}}{V_\phi^N - V_\phi^{N+1}}$	1,3	2,0	3,5	4,5	5,6	6,7	7,8		0,84		1,0		1,3	
T_B^N/T_{0e}	4	6	4	4	4	4	4	4	10,0	16,5	10,0	9,5	10,0	5,5

Е нормировано на $m\gamma_a/eT_{0e}^2$; $V_\beta^N = 2\sqrt{\epsilon\varphi_0^N/m}$; $T_B^N = \frac{\lambda_0^N}{\sqrt{\epsilon\varphi_0^N/m}}$.

Таблица 7. Начальные координаты пробных частиц.
Случай 7.

Группа 1

N	I	2	3	4	5
x_0/r_d	28.00	28.06	28.09	28.15	28.17
v_0/v_T	17.00	17.06	17.09	17.15	17.17

Группа 2

N	II	I2	I3	I4	I5
x_0/r_d	30.67	30.70	30.73	30.77	30.78
v_0/v_T	19.67	19.70	19.73	19.77	19.78

Группа 3

N	2I	22	23	24	25
x_0/r_d	30.94	30.96	30.98	30.99	40.00
v_0/v_T	19.94	19.96	19.98	19.99	20.00

$$v_T = 2\pi.$$

Из Рис.9 и 10 видно, что с течением времени траектории частиц расходятся. Частицы странствуют по пересекающимся областям захвата, ускоряясь до больших скоростей и вновь возвращаясь в область малых скоростей. Максимальные скорости частиц ограничены скоростью $\sim v_{\phi}^I + v_z^I$, минимальные — скоростью $v_{\phi}^{III} - v_z^{III}$, т.е. примерно верхней границей захвата гармоники с максимальной фазовой скоростью и нижней границей захвата гармоники с минимальной фазовой скоростью.

Если нарушить условие стохастической неустойчивости в каком-нибудь звене, то движение частиц ограничивается другими пределами. Например, в случаях 8,9, когда параметры всех гармоник, кроме $N_e = II$ и III те же, что и в случае 7, а амплитуды $N_e = II$ и III таковы, что $v_z^{II} + v_z^{III} \leq \Delta v_{\phi}$, т.е. области захвата не пересекаются и критерий Чирикова не выполнен (Таблица 6). В этих случаях частицы с теми же начальными координатами, что в случае 7, заполняют фазовую плоскость от $\sim v_{\phi}^{III} - v_z^{III}$ до $\sim v_{\phi}^{II} - v_z^{II}$, но не попадают в области захвата $N_e = II$ и I . В случае 10, ког-

да $v_z^{II} + v_z^{III}$ меньше, чем в случае 7, но $v_z^{II} + v_z^{III} > \Delta v_{\phi}$, т.е. критерий Чирикова выполнен, частицы заполняют фазовую плоскость до $\sim v_{\phi}^I + v_z^I$ так же, как в случае 7.

Отметим, что характер траекторий в случае 7 (Рис.10) показывает, что эффекты, связанные с захватом частиц, оказывают существенное влияние на их движение, действительно, некоторые частицы иногда оказываются захваченными в область захвата определенной гармоники — например, частица $N=2$ в $t/T_{oe} \sim 9-13$ захвачена гармоникой $N_e = VI$, частица $N=I$ в $t/T_{oe} \sim 10-12$ — гармоникой $N_e = III$ и т.п.

Мы рассмотрели случай I-I развития стоячей ленгмювской волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_0/r_d = 100$. Развитие модуляционной неустойчивости этой волны приводит к стохастической неустойчивости движения частиц, в результате чего ленгмювские волны затухают. Стохастическая неустойчивость становится возможной, когда возмущенные скорости электронов оказываются в области пересекающихся областей захвата ленгмювских волн — гармоник основной волны.

Рассмотрим случаи 2-I, 3-I стоячих ленгмювских волн с другими начальными амплитудами: случай 2-I — $E_0^2/8\pi nT = 0,31$; случай 3-I — $E_0^2/8\pi nT = 0,039$. Эти случаи более подробно исследовались ранее [2,3]. Было показано, что определяющую роль в этих случаях играет модуляционная неустойчивость. В случае 3-I она приводит к образованию квазистационарного солитона, в случае 2-I — к коллапсу и затуханию ленгмювских волн в результате образования хвостов ускоренных электронов подобно случаю I-I. Очевидно, что и в этом случае развивается стохастическая неустойчивость. Покажем, что эта неустойчивость начинается при таких параметрах гармоник, когда выполнен критерий Чирикова пересечения областей захвата.

В Таблице 8 приведены амплитуды E^N и области захвата $v_z^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}}$ основной волны $N_e = I$ и ее гармоник в момент времени, когда начинается образование первого хвоста ускоренных электронов в случаях I-I и 2-I. В случае 3-I взят момент времени, когда солитон квазистационарен и $E^N = const$. Все данные приводятся для одной бегущей волны, так что $E_0^I = E_0/2$.

Таблица 8.

Стоячие ленгмюровские волны. Случаи I-I, 2-I, 3-I.

$\lambda_0/r_d = 100; k_0 r_d = 6,3 \cdot 10^{-2}; (k_0 r_d)^2 = 3,9 \cdot 10^{-3}; V_\phi / V_T = 16,1; N_e = 1.$

Случай	$E_0^2/8\pi nT$	$E_0/2$	V_{max}/V_T	$N_e^2 V_{max}/V_T$	$N_e^{z_2} (V_\phi^{N^{z_2} + V_\beta^{N^{z_2}}})/V_T$	Уровень	IX
I-I	1,6	35,2	5,6	II	II	УП	2,5
2-I	0,3I	15,5	3,2	VI	III	УП	2,6
3-I	0,039	5,5	2,4	IX	-	-	0,17

N_e	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
$V_\phi^{N^N}/V_T$	16,1	8,2	5,6	4,4	3,6	3,2	2,9	2,6	2,5
$V_\phi^{N^N} - V_\phi^{N^{N+1}}/V_T$	7,9	2,6	1,3	0,72	0,46	0,3I	0,22	0,17	

Случай I-I $z/T_{oe} = 11,3$

N_e	I	II	III	IV	V	VI
E^N	53,1	17,8	30,6	5,6	9,3	3,5
$V_\beta^{N^N}/V_T$	6,6	2,7	2,9	1,1	1,2	0,69
$V_\beta^{N^N} + V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$	1,2	2,1	3,3	2,9	4,8	
$V_\beta^{N^N} - V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$						

Случай 2-I $z/T_{oe} = 31,2$

N_e	I	II	III	IV	V	VI
E^N	22	II,4	5,6	6,4	0,3	1,4
$V_\beta^{N^N}/V_T$	4,2	2,1	1,2	1,1	1,4	0,62
$V_\beta^{N^N} + V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$	0,80	I,3	I,9	3,5	4,4	
$V_\beta^{N^N} - V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$						

Случай 3-I $z/T_{oe} = 60$

N_e	I	II	III	IV	V	VI
E^N	10,2	2,0	0,36	0,37	0,10	0,04
$V_\beta^{N^N}/V_T$	4,0	I,3	0,45	0,27	0,13	0,07
$V_\beta^{N^N} + V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$	0,66	0,67	0,58	0,55	0,43	0,68
$V_\beta^{N^N} - V_\beta^{N^{N+1}}/V_T$						

Е нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; V_{max} - максимальная скорость в возмущении $V(x)$; $N_e^{z_2}$ - номер гармоники с $V_\phi^{N^{z_2}} \leq V_{max}$; V_{max} - максимальная скорость электронов; $N_e^{z_2}, V_\phi^{N^{z_2} + V_\beta^{N^{z_2}}}$ - номер гармоники и ее верхняя граница захвата, к которой близка V_{max} ; $V_\phi^{N^N}, E^N, V_\beta^{N^N}$ - фазовая скорость, амплитуда и область захвата гармоники с номером N (бегущая волна с $V_\phi^{N^N} > 0$); $V_\beta^{N^N} = 2 \sqrt{\epsilon \varphi^{N^N} / 2}$.

В таблице 8 приведены также V_{max}/V_T — максимальная скорость в возмущении $V(x)$ в рассматриваемый момент и N_e^{δ} — номер гармоники, для которой $V_{\phi}^N \leq V_{max}$. Видно, что по мере роста $E_0^2/8\pi nT$ возмущение скорости V_{max} нарастает, так что в случае 2-I $N_e^{\delta} = VI$, в случае 3-I — $N_e^{\delta} = III$.

В Таблице 8 приведены величины $\alpha^N = (V_{\beta}^N + V_{\beta}^{N+1}) / (V_{\phi}^N - V_{\phi}^{N+1})$, характеризующие пересечение областей захвата соседних гармоник (критерий Чирикова выполнен, когда эта величина $> I$). Видно, что в случае 3-I все $\alpha^N < I$, т.е. области захвата гармоник не пересекаются и критерий стохастической неустойчивости не выполнен. Действительно, в этом случае хвосты ускоренных электронов не образуются и затухания нет, т.е. стохастическая неустойчивость не развивается.

В случаях 2-I, I-I для гармоник $N_e \leq N_e^{\delta}$ ($V_{\phi}^N \approx V_{max}$) всегда $\alpha^N > I$ (кроме $N_e = I-II$ в случае 2-I), т.е. области захвата пересекаются, критерий Чирикова выполнен и развитие стохастической неустойчивости возможно, что и наблюдается.

В Таблице 8 приведены максимальные скорости электронов V_{max}/V_T , достигнутые при развитии стохастической неустойчивости, а также номер гармоники $N_e^{t_2}$ и ее верхняя граница захвата $V_{\phi}^{N_e^{t_2}} + V_{\beta}^{N_e^{t_2}}$, к которой близка V_{max} . В случае 2-I $N_e^{t_2} = III$, в случае I-I — $N_e^{t_2} = II$. Таким образом, максимальная скорость частицы в обоих случаях лежит в области пересекающихся областей захвата, но не достигает максимально возможной величины $\sim V_{\phi}^I + V_{\beta}^I$ из-за быстрого затухания поля.

Один из авторов (Н.С.Б.) выражает благодарность Ф.М.Израйлеву, М.И.Рабиновичу и Б.В.Чирикову за стимулирующие обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ленгмюровские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. II. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-150, 1984.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 78-19, 1978.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. The Instability and Damping of Standing Langmuir Waves in Collisionless Plasma. Plasma Phys. 23, 35, 1981.
4. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Instability and Damping of One-dimensional Langmuir Waves. Comments on Plasma Phys. 6, 21, 1980.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость и затухание одномерных ленгмюровских волн большой амплитуды. Физика плазмы 7, 383, 1981.
- 6а-г. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме I-IV. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 81-88, 81-89, 82-53, 1981-82г.
7. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. The conversion of Langmuir Waves in the Inhomogeneous Plasma. Physica Scripta 24, 566, 1981.
8. Г.М.Заславский, Н.Н.Филоненко. Стохастическая неустойчивость захваченных частиц и условия применимости квазилинейного приближения. ЖЭТФ, 54, 1590, 1968.
9. Г.М.Заславский, Б.В.Чириков. Стохастическая неустойчивость нелинейных колебаний. УФН 105, 3, 1971.
10. Б.В.Чириков. Нелинейный резонанс НГУ, Новосибирск, 1977.
11. Б.В.Чириков. Взаимодействие нелинейных резонансов. НГУ, Новосибирск, 1978.
12. B.V.Chirikov. A Universal Instability of Many-dimensional Oscillator Systems. Phys. Reports 52, 263, 1979.

13. Intrinsic Stochasticity in Plasmas. ed. by G.Laval and D.Gresillon. Editions de Physique, Orsay, 1979.
14. Stochastic Behaviour in Classical and Quantum Hamiltonian Systems. ed. by G.Casati, J.Ford. Springer-Verlag, New-York, 1979.
15. М.И.Рабинович. Стохастические автоколебания и турбулентность. УФН, 125, 123, 1978.
16. А.С.Пиковский, М.И.Рабинович. О странных аттракторах в физике. В "Нелинейные волны". Наука, Москва, 1979, стр.176.
17. М.И.Рабинович. Стохастические автоколебания в радиофизике и гидродинамике. Эксперименты и модели. В "Нелинейные волны". ИФГ, Горький, 1980, стр.5.
18. J.M.Wersinger, J.M.Finn, E.Ott. Bifurcations and Strange Behaviour in Instability Saturation by Nonlinear Mode Coupling. Phys. Rev. Lett. 44, 453, 1980.
19. D.F.Escande, F.Doveil. Renormalization Method for Computing the Threshold of the Large-Scale Stochastic Instability in Two Degrees of Freedom Hamiltonian Systems. J. Statistical Phys. 26, 257, 1981.
20. R.Shaw. Strange Attractors, Chaotic Behaviour and Information Flow. Z.Naturforsch. 36A, 80, 1981.
21. J.P.Eckmann. Roads to turbulence in Dissipative Dynamical Systems. Rev. Mod. Phys. 53, 643, 1981.
22. E.Ott. Strange Attractors and Chaotic Motions of Dynamical Systems. Rev. Mod. Phys. 53, 655, 1981.
23. M.N.Bussac. The Nonlinear Three-Wave System. Strange Attractors and Asymptotic Solutions. Physica Scripta T2/1, 110, 1982.
24. G.Dimonte. Experimental Test of Modulation Theory and Stochasticity of Nonlinear Oscillations. Phys. Fluids 25, 604, 1982.
25. D.F.Escande. Large-Scale Stochasticity in Hamiltonian Systems. Physica Scripta T2/1, 126, 1982.
26. Order in Chaos. Proc. International Conf., Los Alamos, 1982. Physica 7D, 1983.
27. Statistical Physics and Chaos in Fusion Plasmas. ed. by W.Horton, L.Reichl. Wiley, New York, 1983.
28. Г.М.Заславский, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Вопросы теории стохастичности и турбулентности в плазме. Физика плазмы 9, 62, 1983.
29. M.Imada. Chaos Caused by the Soliton-Soliton Interaction. J. Phys. Soc. Japan 52, 1946, 1983.
30. A.J.Lichtenberg, M.A.Lieberman. Regular and stochastic Motion. Springer-Verlag, New York, 1983.
31. E.Ott. Chaos, Strange Attractors and Nonlinear Dynamics. J.M.Greene. Behaviour of Orbits of Two Coupled Oscillators. B.V.Chirikov. Intrinsic Stochasticity. In Proc. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1984.
32. И.С.Арансон, К.А.Горшков, М.И.Рабинович. Возникновение стохастичности при взаимодействии солитона модуляции с низкочастотными волнами. ЖЭТФ 86, 929, 1984.
33. D.F.Escande. Stochasticity in Hamiltonian Systems; Universal Aspects. Phys. Reports, 1984, to be published.
34. A.B.Rechester, T.H.Stix. Stochastic Instability of a Nonlinear Oscillator. Phys. Rev. A 19, 1656, 1979.
35. F.Doveil. Stochastic Plasma Heating by a Large-Amplitude Standing Wave. Phys. Rev. Lett. 46, 532, 1981.
36. D.F.Escande, F.Doveil. Charge Particle Trajectories in the Field of Two Electrostatic Waves. Proc. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, 1980, v. 1, p. 387.
D.F.Escande. Description of Critical Trajectories of a Particle in Two Longitudinal Waves. Proc. Conf. on Plasma Physics, Göteborg, 1982, v. 1, p. 190.
37. D.F.Escande, F.Doveil. Renormalization Method for the Onset of Stochasticity. Phys. Lett. 83A, 307, 1981.
38. D.F.Escande. Renormalization for Stochastic Layers. Physica 6D, 119, 1982.
39. J.Y.Hsu, K.Matsuda, M.S.Chu, T.H.Jensen. Stochastic Heating of a Large Amplitude Standing Wave. Phys. Rev. Lett. 43, 203, 1979.
40. G.Schmidt. Particle in a Standing Wave Field: Beyond the Oscillation Center Approximation. Comments on Plasma Phys. 7, 87, 1982.

41. G.Schmidt, B.H.Wang. Stochastic Electron Heating in Longitudinal Standing Waves. *Comments on Plasma Phys.* 8, 69, 1983.
42. S.N.Gromov, V.B.Taranov, L.L.Pasechnik. Dynamical Friction on the Electron Movement in a Strong Standing Wave Field. *Proc. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1984*, p. 186.
43. Л.И.Рудаков. Торможение электронных пучков в плазме с высоким уровнем ленгмюровской турбулентности. *ДАН СССР* 207, 821, 1972.
44. J.J.Thompson, R.J.Faehl, W.L.Kruer. Mode Coupling Saturation of the Parametric Instability and Electron Heating. *Phys. Rev. Lett.* 31, 918, 1973.
J.J.Katz, J.Weinstock, W.L.Kruer, J.S.De Groot, R.J.Faehl. Turbulently Heated Distribution Functions and Perturbed Orbit Theory. *Phys. Fluids* 16, 1519, 1973.
E.J.Valeo, W.L.Kruer. Solitons and Resonant Absorption. *Phys. Rev. Lett.* 33, 750, 1974.
45. G.J.Morales, Y.C.Lee. Effect of Lokalized Electric Fields on the Evolution of the Velocity Distribution Function. *Phys. Rev. Lett.* 33, 1534, 1974.
46. W.M.Manheimer, H.H.Klein. Coherent Production of Energetic Electrons in Anomalous Reflection and Absorption of Intense Laser Light. *Phys. Fluids* 17, 1889, 1974.
W.M.Manheimer, R.W.Flynn. Formation of Nonthermal Ion Tails in the Ion Acoustic Instability. *Phys. Fluids* 17, 409, 1974.
47. V.V.Gorev, T.K.Soboleva. Interaction of Langmuir Solitary Waves with Electrons of a Plasma. *Phys. Lett.* 53A, 347, 1975.
48. P.K.Kaw, K.N.Nishikawa, Y.Yoshida, A.Hasegawa. Two-Dimensional and Three-Dimensional Envelope Soliton. *Phys. Rev. Lett.* 35, 88, 1975.
49. P. de Neef. Electron Acceleration during Resonant Absorption. *Phys. Rev. Lett.* 39, 997, 1977.
50. A.Y.Wong, P.Leung, D.Eggleston. Particle - Caviton Interactions. *Phys. Rev. Lett.* 39, 1407, 1977.

51. A.Y.Wong. Experimental Observations of Highly Nonlinear States in Plasmas. *Comments Plasma Phys.*, 5, 79, 1979.
52. O.Ishihara, A.Hirose. Quasilinear Mechanism of High-Energy Ion-Tail Formation in the Ion-Acoustic Instability. *Phys. Rev. Lett.* 46, 771, 1981.
53. G.Pelletier. Generation of a High-Energy Electron Tail by Strong Langmuir Turbulence in a Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 49, 782, 1982.
54. А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З. Сагдеев. "Квазилинейная теория колебаний плазмы". *Nucl. Fusion Suppl. Pt. 2*, 465, 1962.
55. W.E.Drummond, D.Pines. Non-Linear Stability of Plasma Oscillations. *Nucl. Fusion Suppl. Pt 3*, 1049, 1962.
56. P.A.Sturrock. Stochastic Acceleration. *Phys. Rev.* 141, 186, 1966.
57. T.H.Dupree. A Perturbation Theory for Strong Plasma Turbulence. *Phys. Fluids* 9, 1773, 1966.
58. S.P.Gary, D.Montgomery. Numerical Studies of Turbulent Heating. *Phys. Fluids II*, 2733, 1968.
59. J.Weinstock. Turbulent Diffusion, Particle Orbits and Field Fluctuation in a Plasma in a Magnetic Field. *Phys. Fluids* 11, 1977, 1968.
Formulation of a Statistical Theory of Strong Plasma Turbulence. *Phys. Fluids* 12, 1045, 1969.
60. R.W.Flynn. Particle Diffusion in Turbulent Electric Fields. *Phys. Fluids* 14, 956, 1971.
61. M.K.Sherba, J.E.Rowe. *IEEE Transactions Electron Devices.* ED-18, 1155, 1971.
62. Н.Г.Мацуборко, И.Н.Онищенко, Я.Б.Файнберг, В.Д.Шаширо, В.И.Шевченко. О возникновении турбулентности при взаимодействии "моноэнергетического" пучка с плазмой. *ЖЭТФ*, 63, 874, 1972.
63. C.T.Dum, R.Chodura, D.Biscamp. Turbulent Heating and Quenching of the Ion Sound Instability. *Phys. Rev. Lett.* 32, 1231, 1974.

64. K.N.Graham, J.A.Fejer. One-Dimensional Numerical Study of Charged Particle Trajectories in Turbulent Electrostatic Wave Fields. Phys. Fluids 19, 1054, 1976.
65. А.С.Бакай. О бесстолкновительной релаксации неравновесных распределений волн и частиц. ДАН СССР 237, 1069, 1977.
66. G.Dimonte, J.H.Malmberg. Destruction of Trapping Oscillations. Phys. Fluids 21, 1188, 1978.
G.Dimonte. Experimental Test of Modulation Theory and Stochasticity of Nonlinear Oscillations. Phys. Fluids 25, 604, 1982.
67. H. van Beijeren. Transport properties of Stochastic Lorentz Models. Rev. Mod. Phys. 54, 195, 1982.
68. F.Doveil, D.Gresillon. Statistics of Particles in External Random Longitudinal Fields. Phys. Fluids 25, 1396, 1982.
69. O.Ishihara, A.Hirose. Departure from Quasilinear Diffusion. Proc. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1984, p. 97.
Comments on Plasma Phys. to be published.
V.Fuchs, V.Krapchev, A.Kam, A.Bers. Diffusion of electrons by coherent wave packets, Preprint, 1983 to be published.
70. I.A.Byers, M.S.Gewal. Perpendicularly Propagating Plasma Cyclotron Instabilities Simulated with a One-Dimensional Computer Model. Phys. Fluids 13, 1819, 1970.
71. В.Т.Астрелин, Н.С.Бучельникова, Ю.П.Захаров. Захват плазмы при пучковой неустойчивости. ЖТФ 45, 1184, 1975.
72. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Развитие конного возмущения. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-80, 1984.
73. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ионные волны большой амплитуды. I и II. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 83-88 и № 83-89, 1983.
74. Г.М.Заславский. Стохастичность динамических систем. Наука, Москва, 1984.
75. М.И.Рабинович, Д.И.Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. Наука, Москва, 1984.

Подписи к рисункам

- Рис.1а. Зависимость от времени максимальной по x плотности энергии электрического поля. Случай I-I.
 E_m - максимум $E(x)$.
- Рис.1б. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов $\Delta W_e = W_e - W_e^0$. Случай I-I.
- Рис.2а. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени. Случай I-I.
Цифры - номера электронов из групп I и 2 (Таблица I).
Стрелки - верхняя граница захвата $V_\phi^N + 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.
- Рис.2б. Распределение потенциала, напряженности поля и возмущения плотности в разные моменты времени (фаза максимального поля). Случай I-I.
 E нормировано на mrd/eT_{pe}^2 .
- Рис.3а,б. Траектории электронов на фазовой плоскости. Случай I-I.
Рис.3а. Группа I. Сплошная линия - $N = 3$ и 5; пунктир - $N = 2$; точки - $N = 4$. (Таблица I).
Рис.3б. Группа 2. Сплошная линия - $N = 11$ и 13; пунктир - $N = 15$; точки - $N = 12$; мелкий пунктир - $N = 16$ (Таблица I).
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствуют положению впадин плотности.
- Рис.4. Траектория электрона на фазовой плоскости и действующее на него поле E_N . $N = 2$ из группы I. Случай I-I.
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствует положению впадин плотности.
- Рис.5. Зависимость от времени границ захвата $V_\phi^N \pm V_z^N$ основных гармоник. Случай I-I.
 $V_z^N = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.
Сплошные линии $N_e = I$ и III, пунктир $N_e = II$.
Точки - максимальная скорость $V(x)$.
- Рис.6. Области захвата основных гармоник и профиль скорости $V(x)$ в $t/T_{oe} = 11,6$. Случай I-I.
Сплошные линии $N_e = I$ и III, пунктир $N_e = II$ и V.

Рис. 7а, б, в, г. Траектории пробных частиц на фазовой плоскости.

Случай Ia-I и Ib-I (Таблицы 2,3).

Рис. 7а 7б 7в 7г
 № частицы I-II и IO-20 2-12 и 9-19 3-13 и 8-18 4-14 и 7-17

Рис. 8. Траектории пробных частиц на фазовой плоскости.

Случай 5 (Таблицы 2,4).

Цифрами отмечены моменты времени.

Рис. 9. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени.

Случай 7 (Таблица 6).

Цифры - номера пробных частиц из групп I, 2, 3 (Таблица 7).

Стрелки - границы захвата $\uparrow - V_{\phi}^N + 2\sqrt{e\varphi^N/m}$, $\downarrow - V_{\phi}^N - 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.

Рис. 10. Траектории пробных частиц на фазовой плоскости.

Случай 7.

$N = 1, 2, 4, 5$ из группы I (Таблица 7).

Цифрами отмечены моменты времени.

Стрелки - границы захвата $V_{\phi}^N \pm 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.

Figure captions

Fig. 1a. Time dependence of the maximum electric field energy density E_m^2/E_0^2 . Case 1-1.

E_m - maximum of $E(x)$.

Fig. 1б. Time dependence of electric field energy W_E and the energy of electrons $\Delta W_e = W_e - W_e^0$. Case 1-1.

Fig. 2a. Phase plane of electrons at different moments. Case 1-1.

Figures - electron numbers N , groups 1 and 2 (Table 1).

Arrows - upper trapping boundary $V_{ph}^N + 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.

Fig. 2б. Distribution of the potential $e\varphi/\tau_e$, electric field E and density perturbation \tilde{n}/n_0 at different moments. Case 1-1.

E is normalized on $mra/|eT_0e^2$.

Fig. 3а, б. Electron trajectories on the phase plane. Case 1-1.

Fig. 3а. Group 1. Solid line - $N = 3$ and 5; dotted line - $N = 2$; pointed lines - $N = 4$. (Table 1).

Fig. 3б. Group 2. Solid lines - $N = 11$ and 13; dotted line - $N = 15$; pointed line - $N = 16$. (Table 1).

Figures - time moments.

Marks on the X -scale - position of the density cavities.

Fig. 4. Electron trajectory on the phase plane and electric field acting on the electron E_N . $N = 2$, group 1 (Table 1), Case 1-1.

Figures - time moments.

Marks on the X -scale - position of the density cavities.

Fig. 5. Time dependence of the trapping boundaries $V_{ph}^N \pm V_{t2}^N$ for the main Langmuir wave modes. $V_{t2}^N = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$. Case 1-1.

Solid lines - $N_e = I$ and III; dotted line - $N_e = II$.
Dots - maximum velocity of $V(x)$.

Fig. 6. Trapping regions of the main Langmuir wave modes and velocity distribution $V(x)$ at $t/T_{oe} = 11,6$. Case 1-1.

Solid lines - $N_e = I$ and III; dotted lines - $N_e = II$ and V.

Fig. 7a. Test particle trajectories on the phase plane. Cases 6, B, F. 1a-1 and 16-1 (Tables 2 and 3).

Fig.	7a	7б	7в	7г
Particle number	1-11 and 10-20	2-12 and 9-19	3-13 and 8-18	4-14 and 7-17

Fig. 8. Test particle trajectories on the phase plane. Case 5 (Tables 2 and 4).

Figures - time moments.

Fig. 9. Phase plane of electrons at different moments. Case 7 (Table 6).

Figures - test particle numbers N .

Groups 1, 2, 3 (Table 7).

Arrows - trapping boundaries $\uparrow - V_{ph}^N + 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$;
 $\downarrow - V_{ph}^N - 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$.

Fig. 10. Test particle trajectories on the phase plane. Case 7. $N = 1, 2, 4, 5$, group 1 (Table 7).

Figures - time moments.

Arrows - trapping boundaries $\uparrow - V_{ph}^N + 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$;
 $\downarrow - V_{ph}^N - 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$.

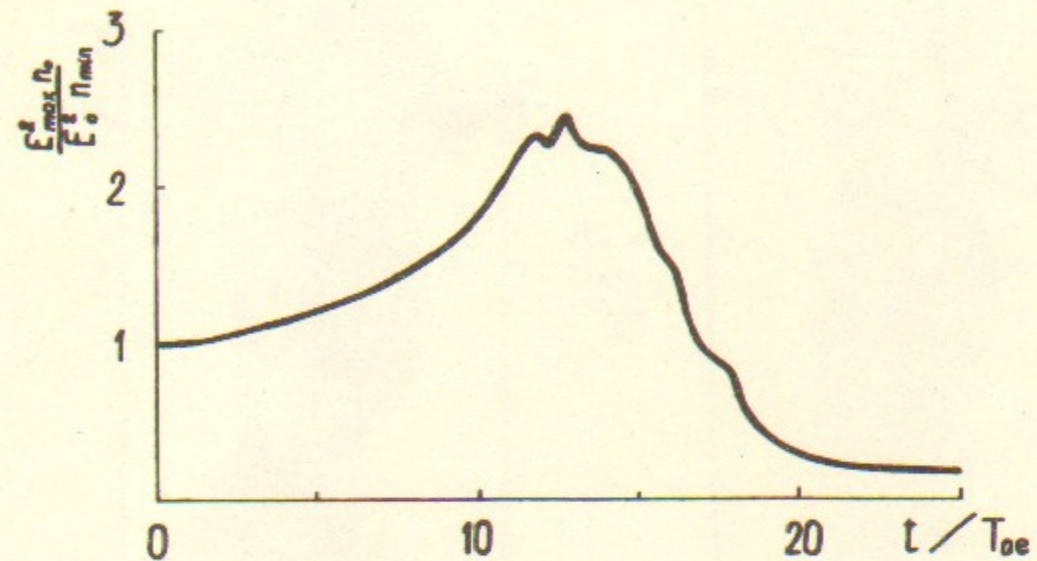


Рис.1а. Случай I-I

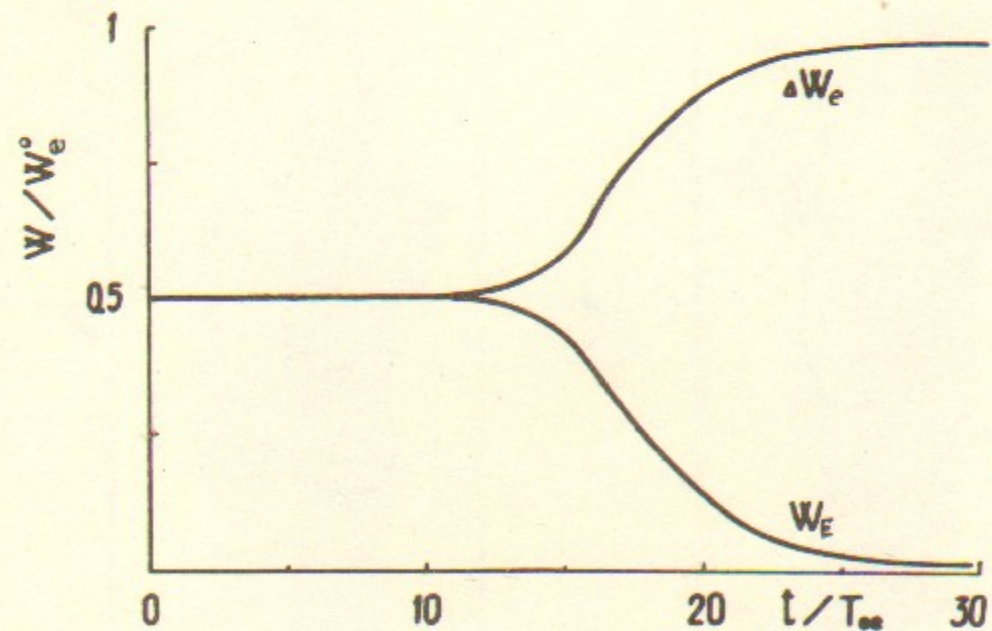


Рис.1б. Случай I-I

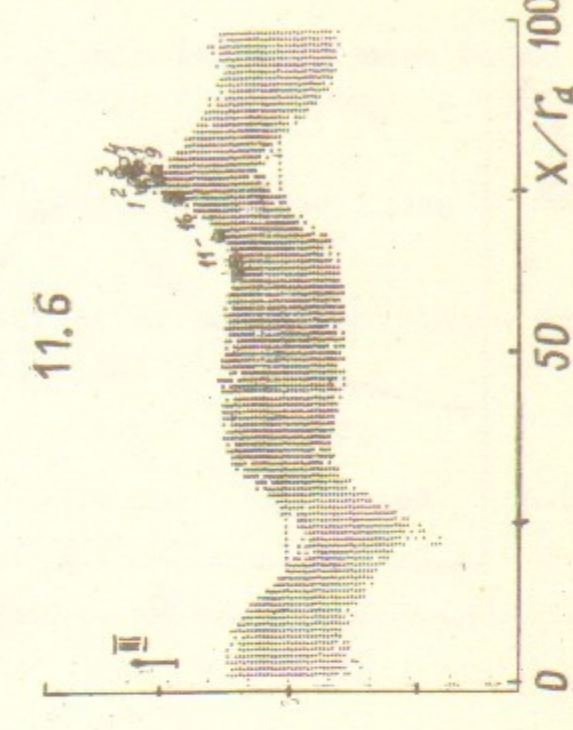
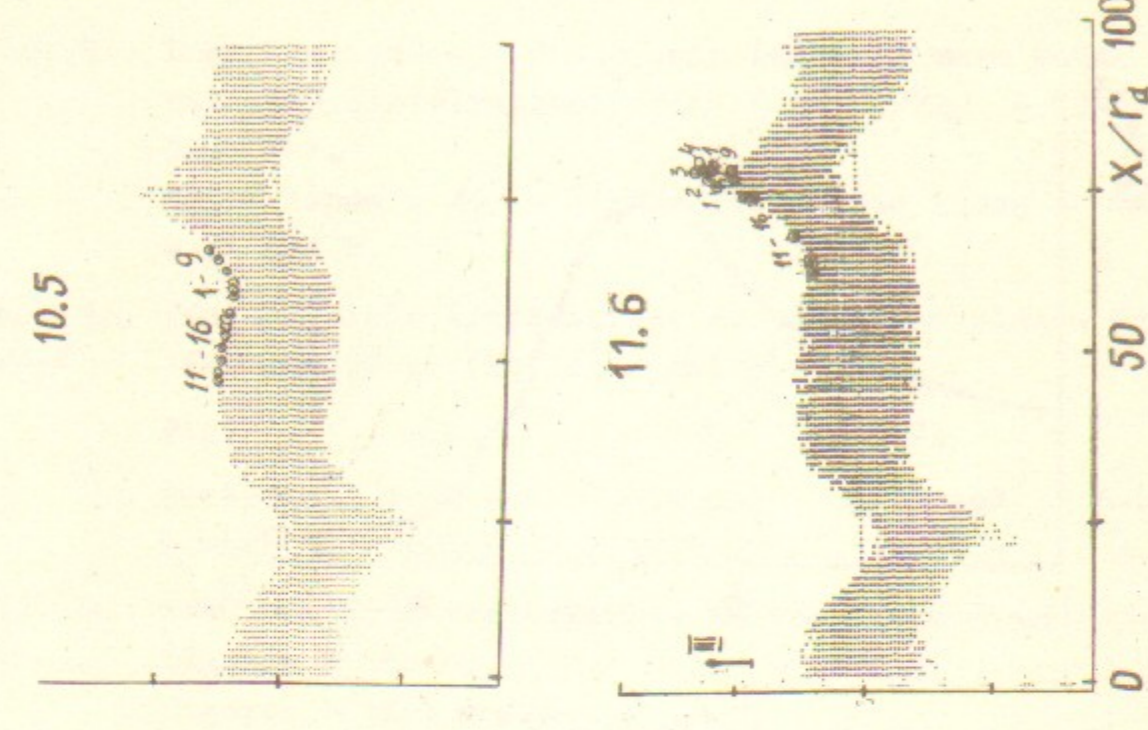
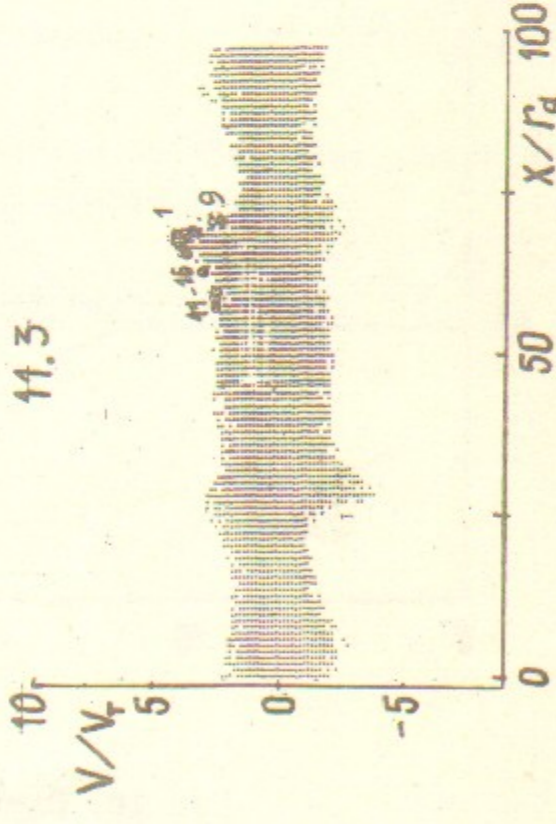
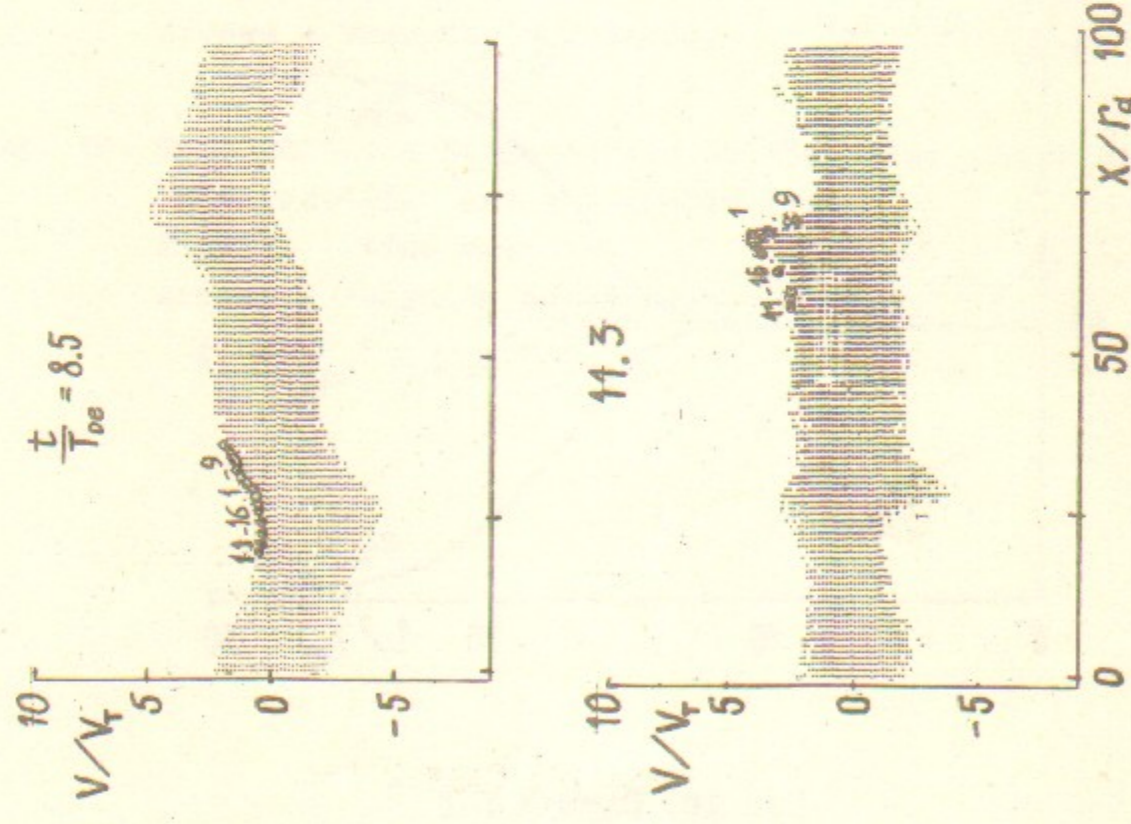


Рис.2а. Случай I-I

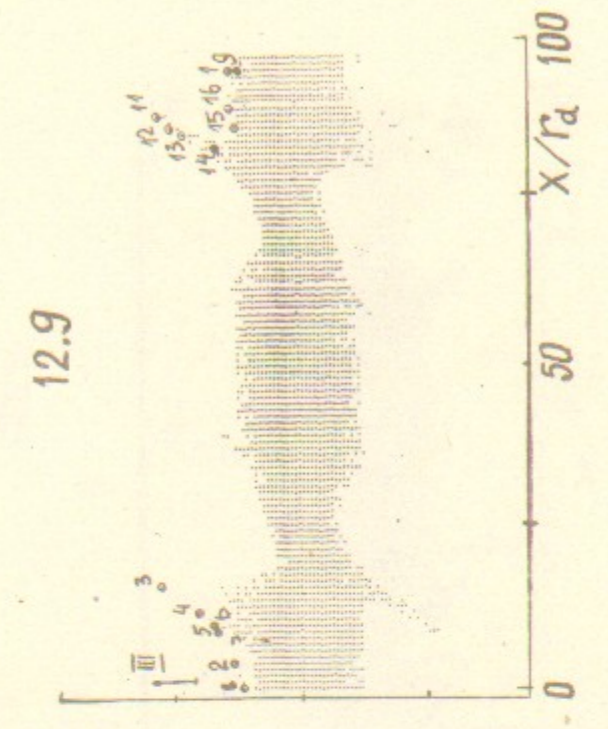
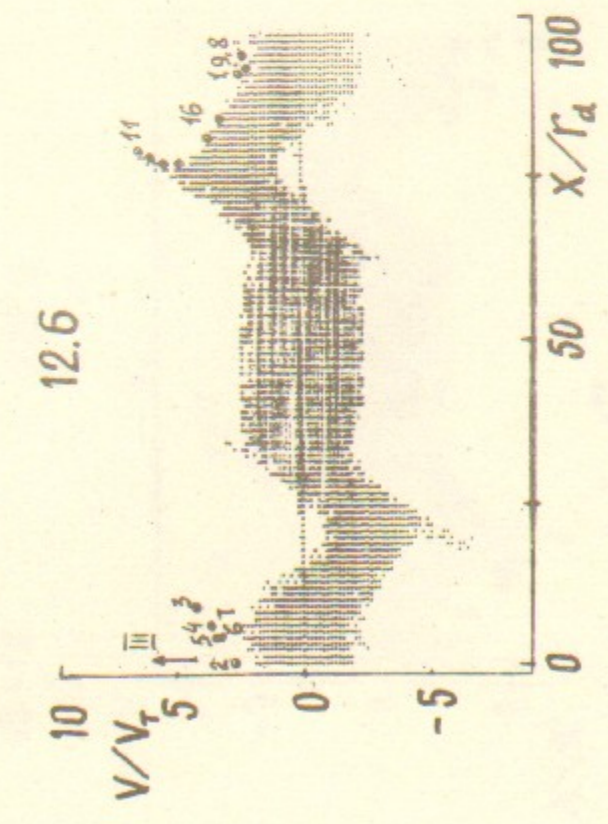
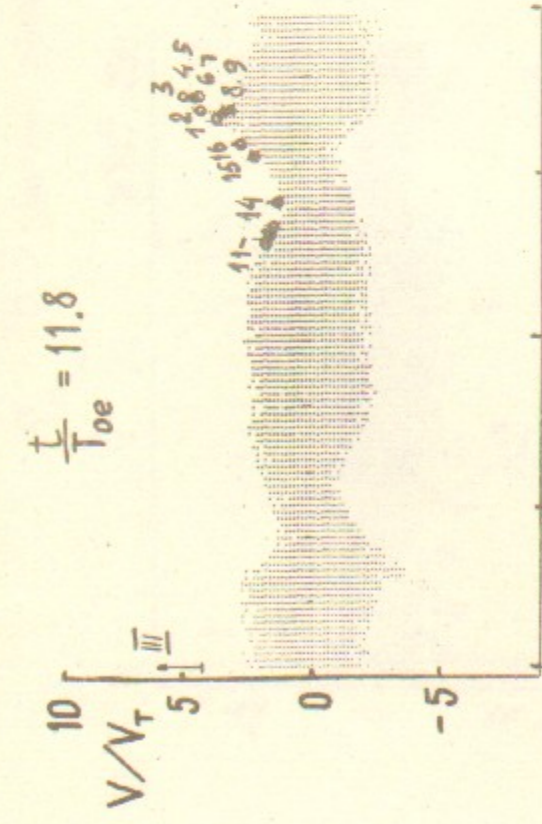
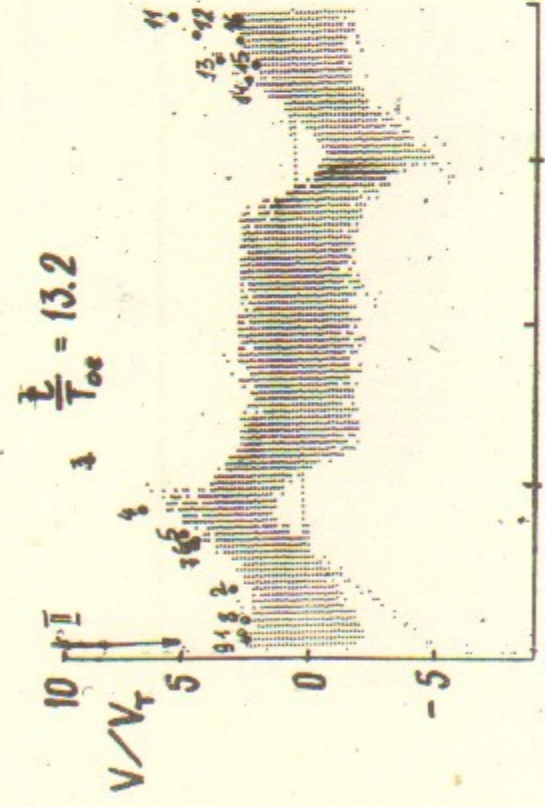


Рис.2а. Продолжение случаев I-I



I 8 :

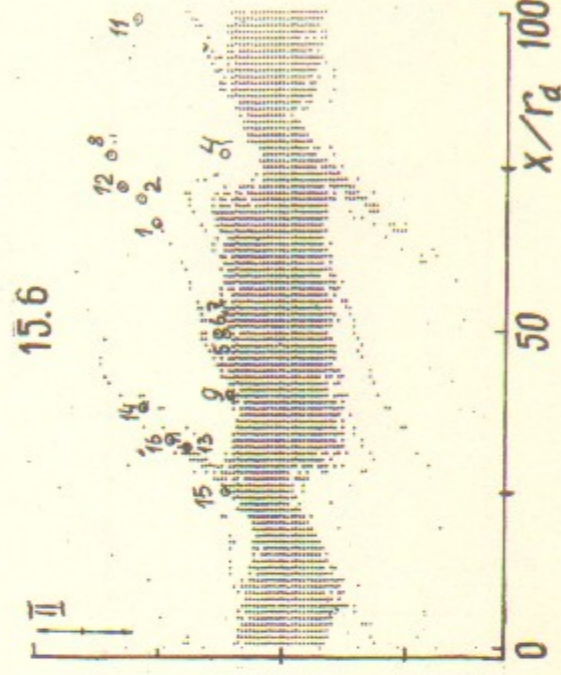
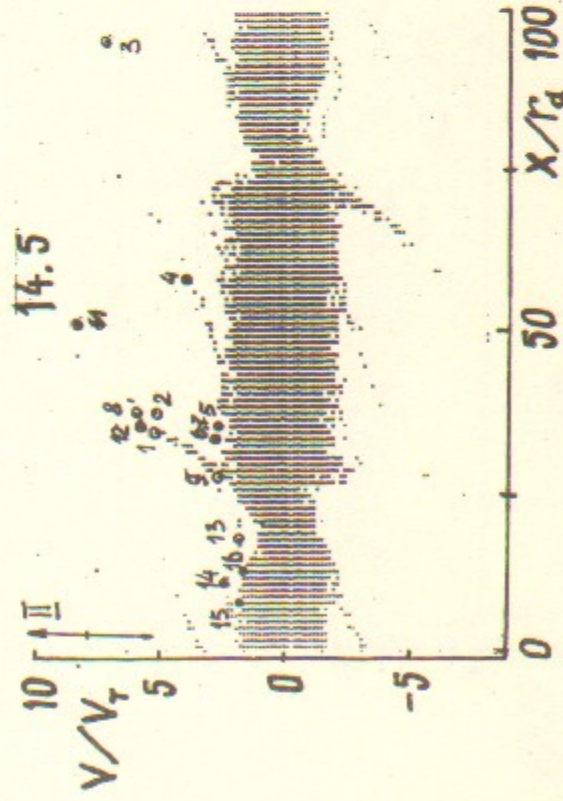
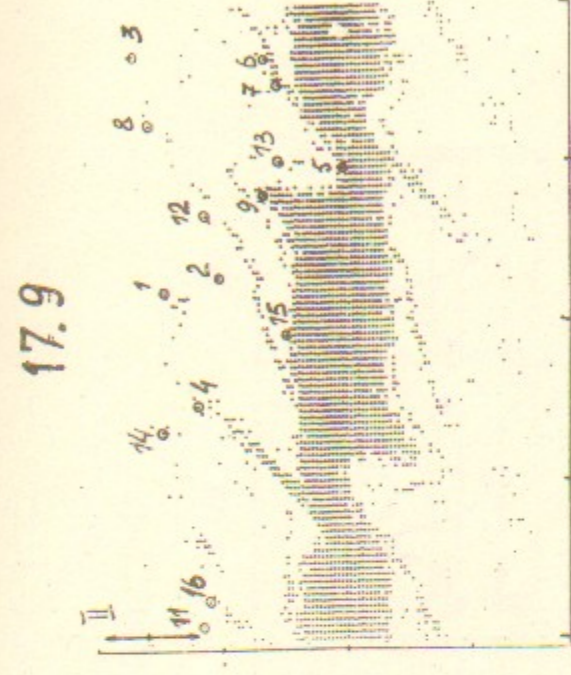
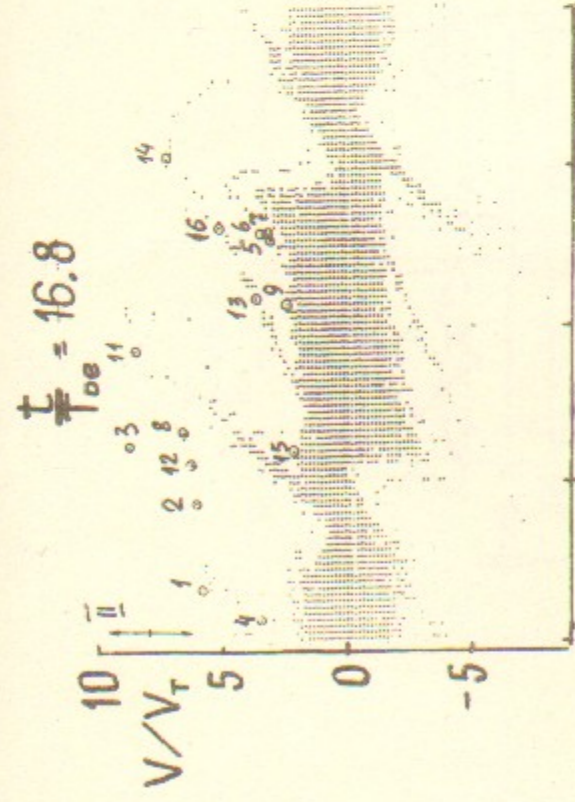


Рис.2а. Продолжение случая I-I



I 4I :

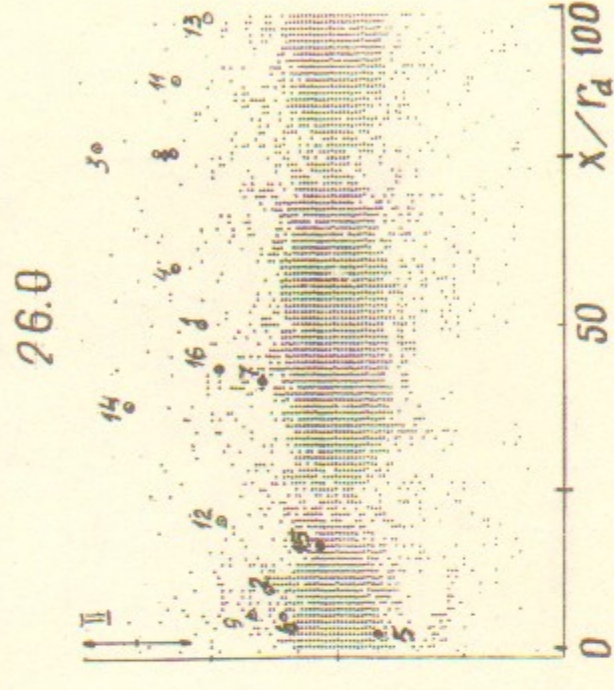
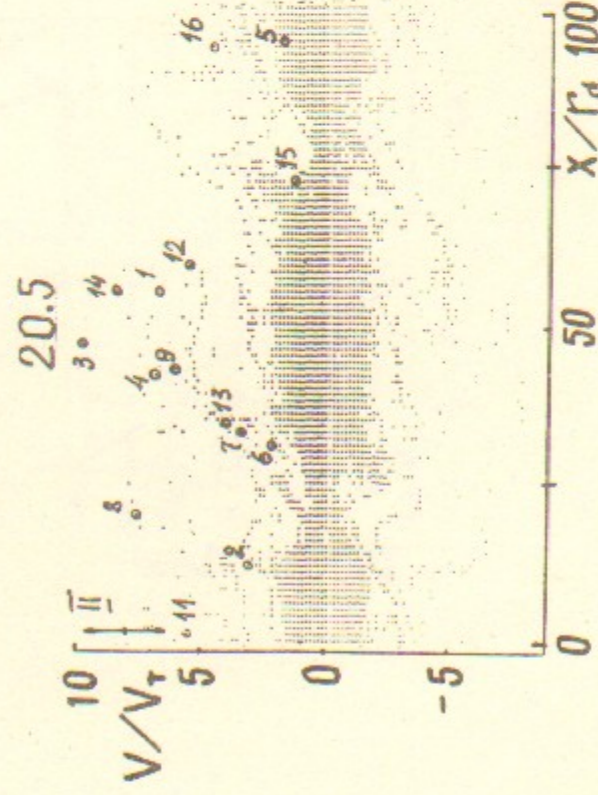


Рис.2а. Продолжение случая I-I

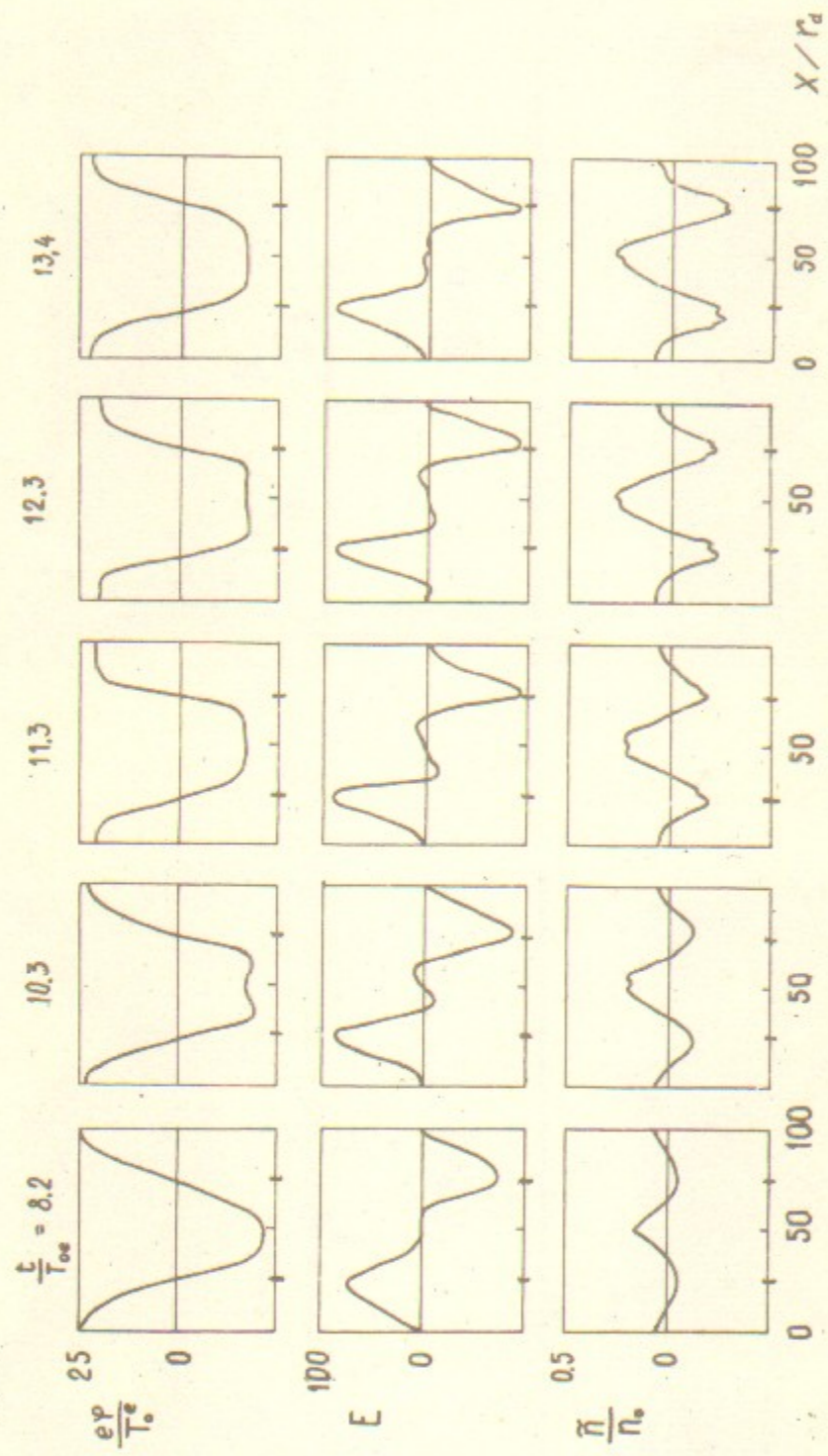


Рис. 26. Случай I-1

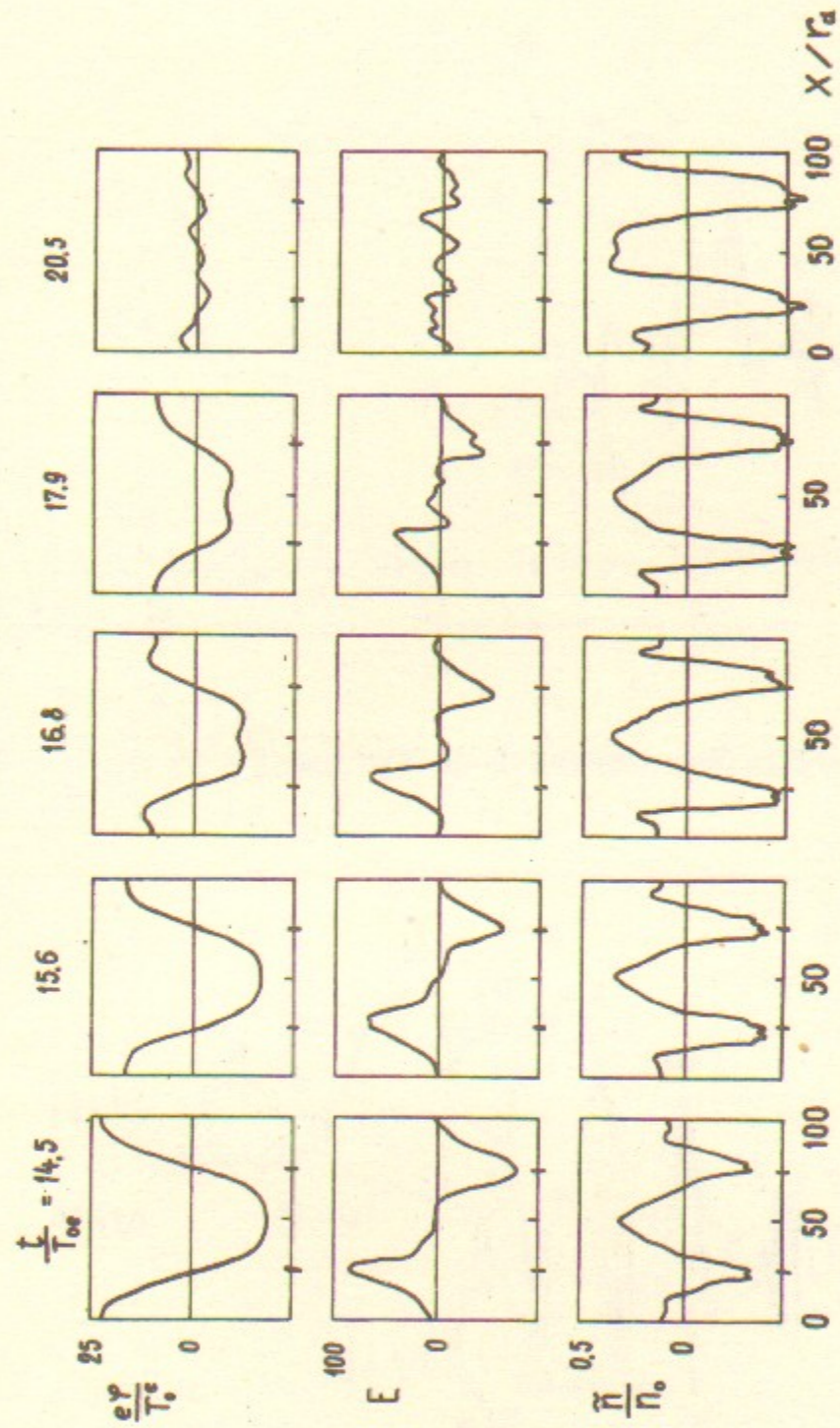


Рис.26. Продолжение. Случай I-1

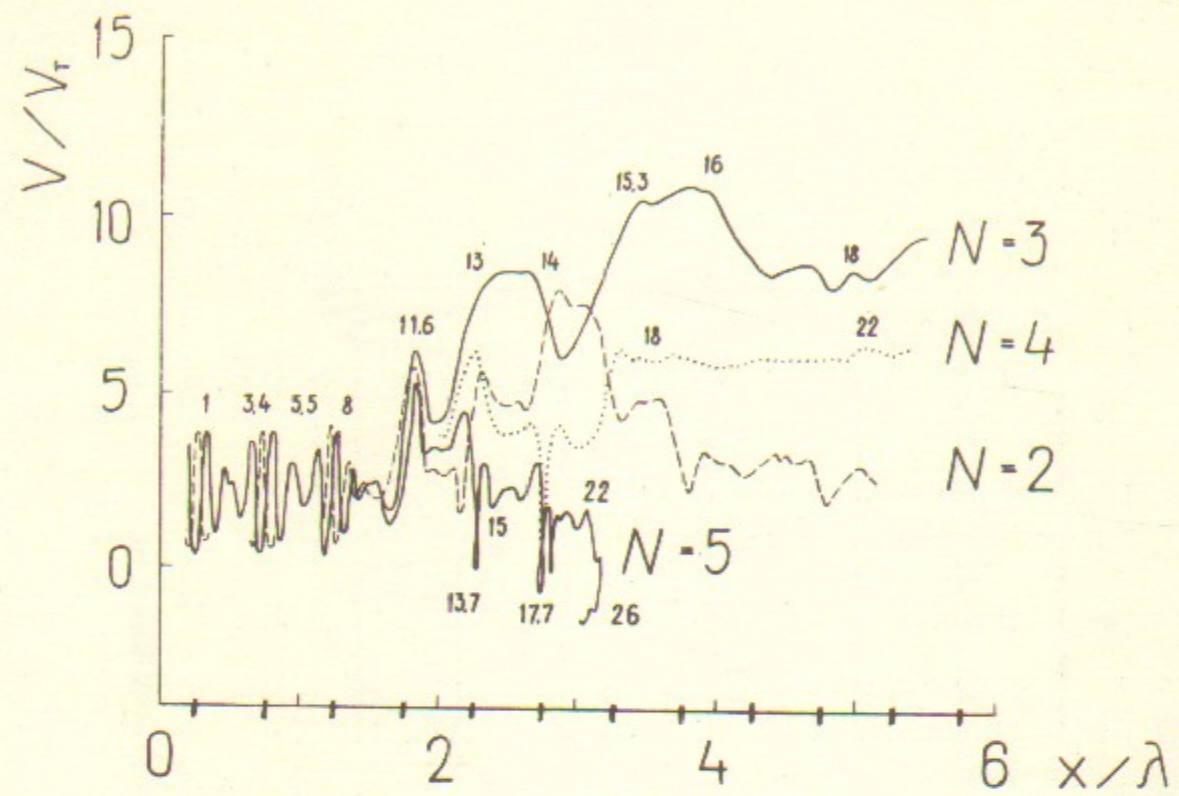


Рис.3а. Случай I-I. Группа I

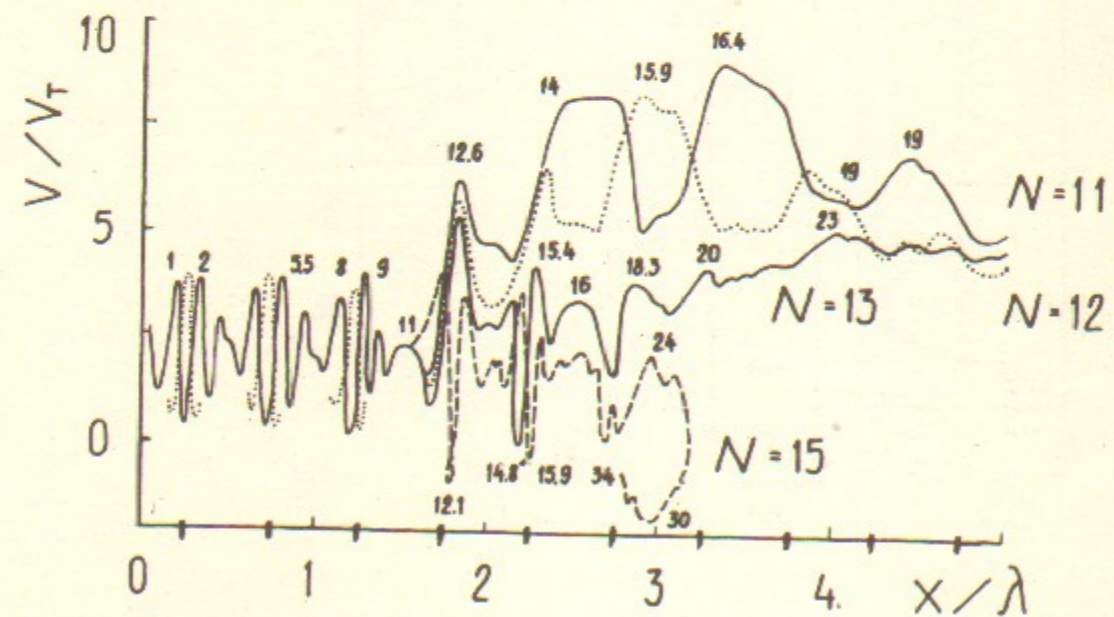


Рис.3б. Случай I-I. Группа 2

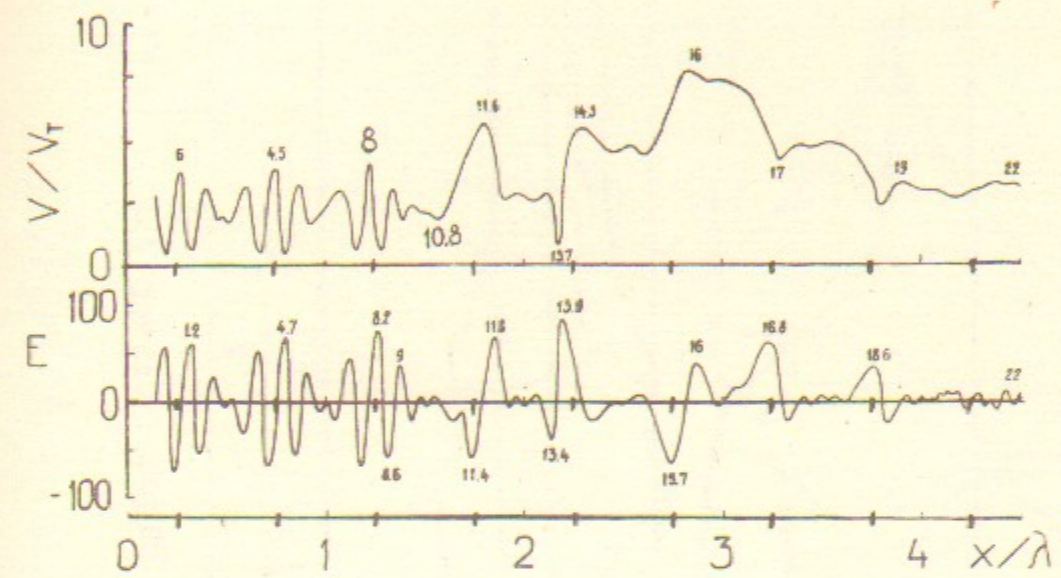


Рис.4. Случай I-I

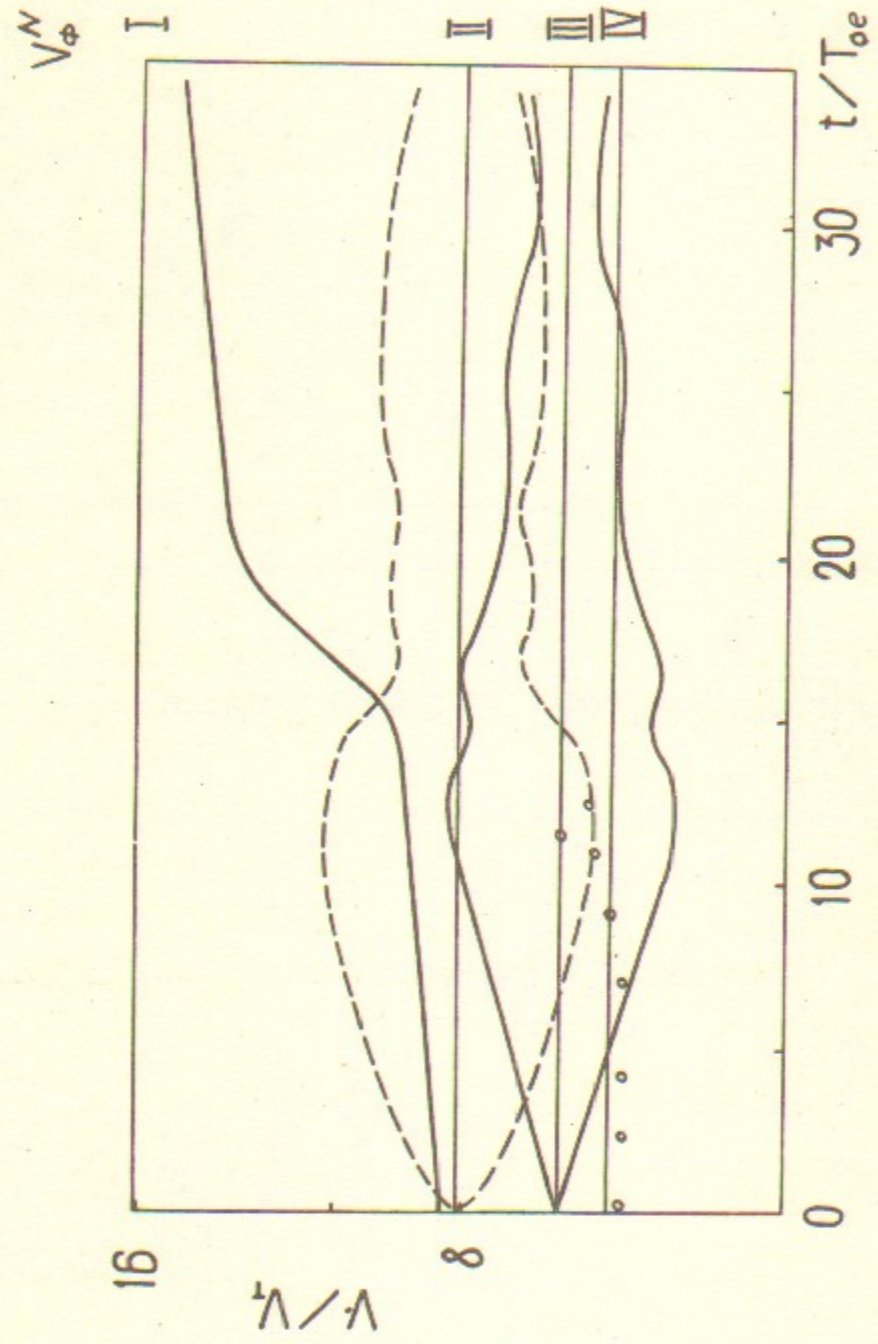


Рис.5. Случай I-I

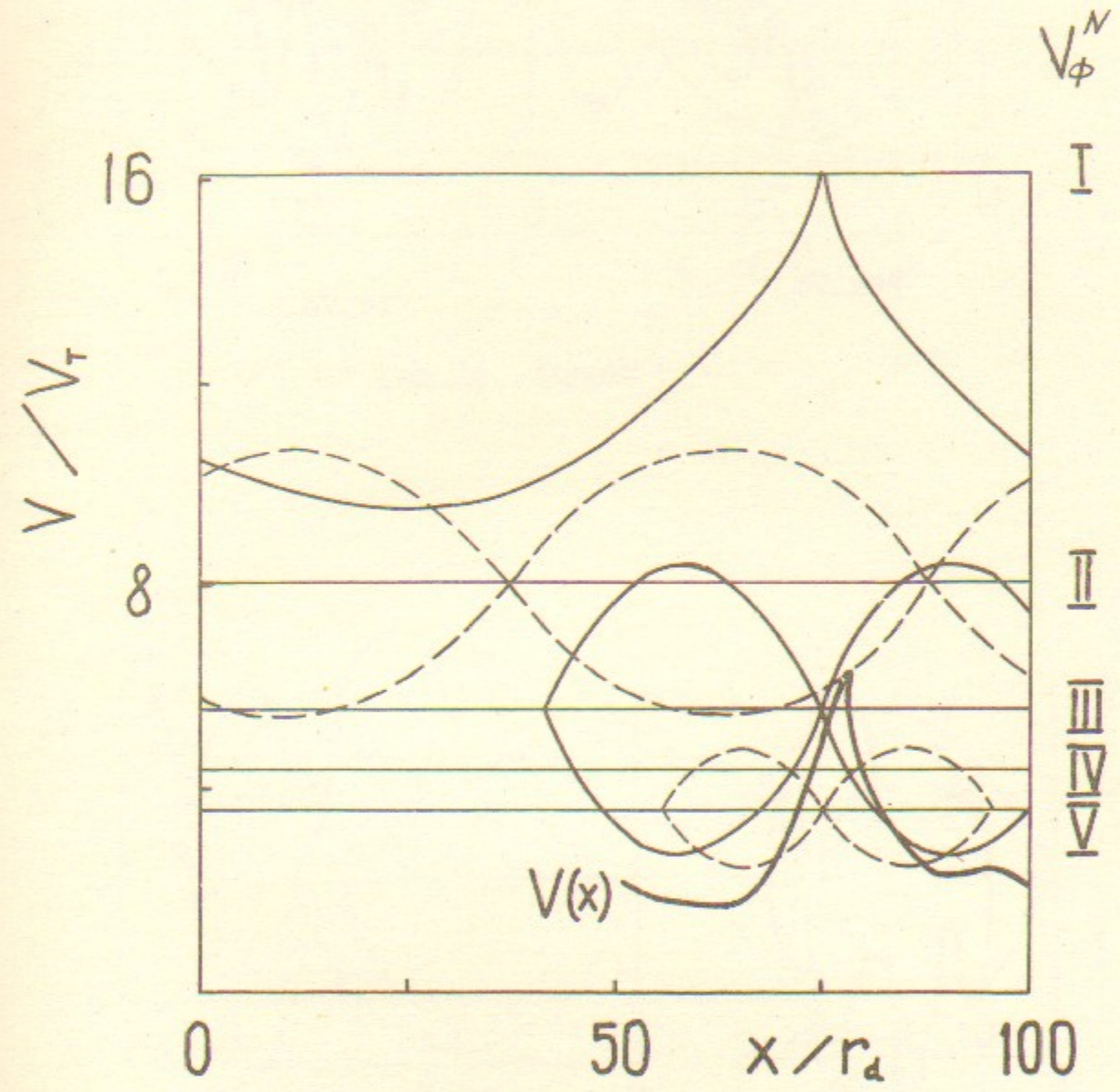


Рис.6. Случай I-I

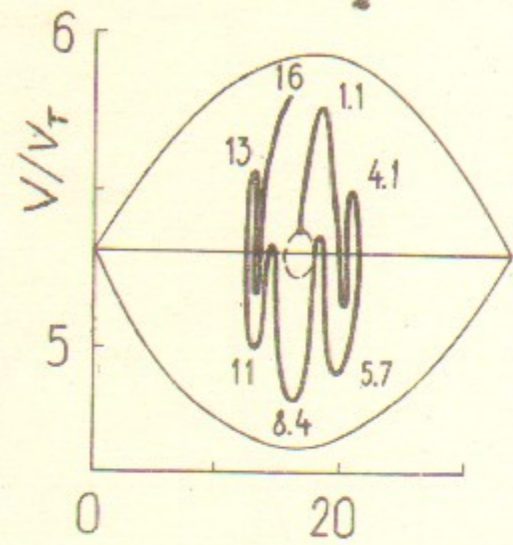


Рис. 7а.

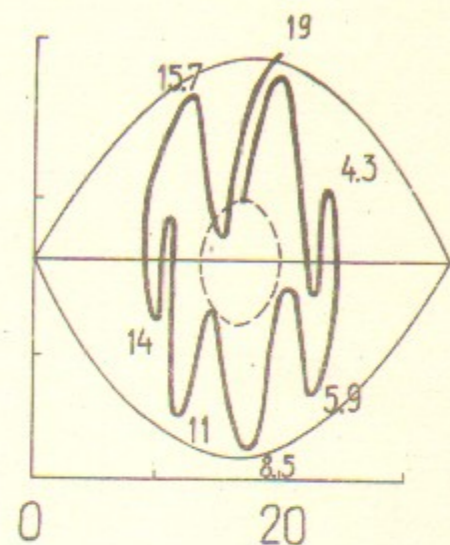


Рис. 7б.

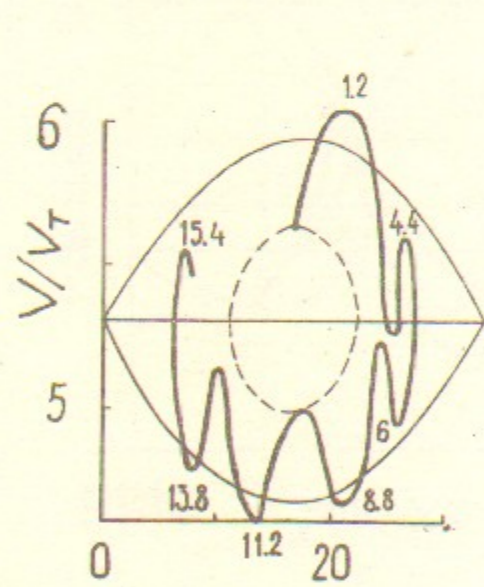


Рис. 7в.

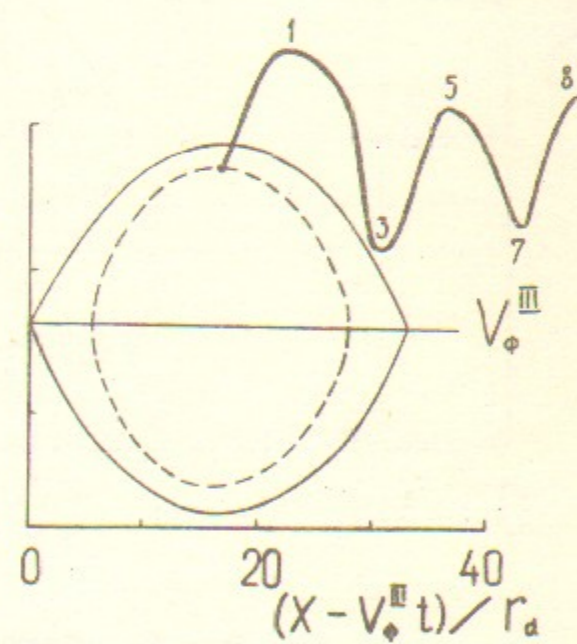


Рис. 7г.

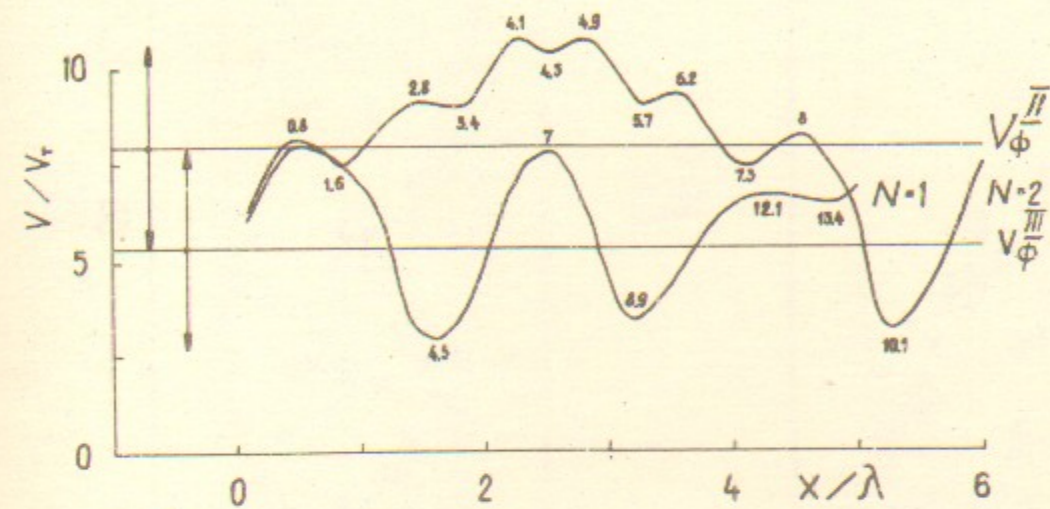


Рис. 8а. Случай 5

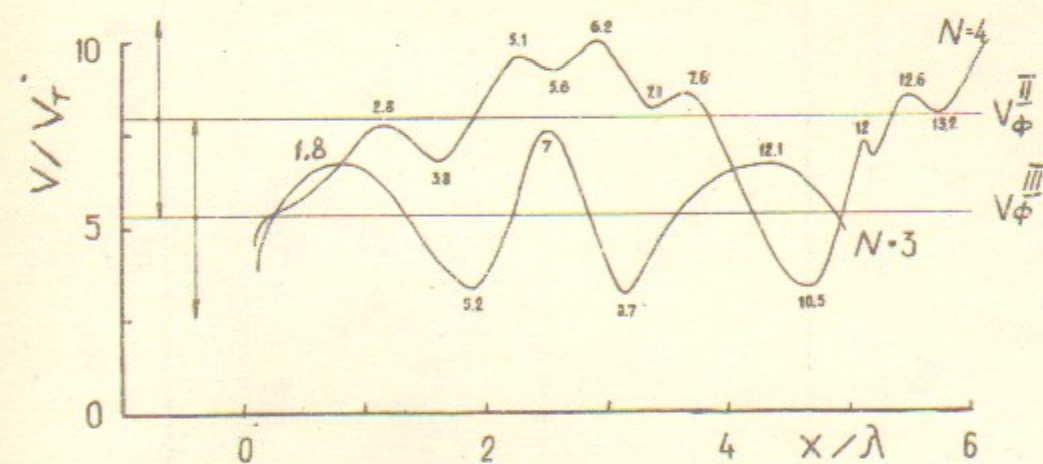
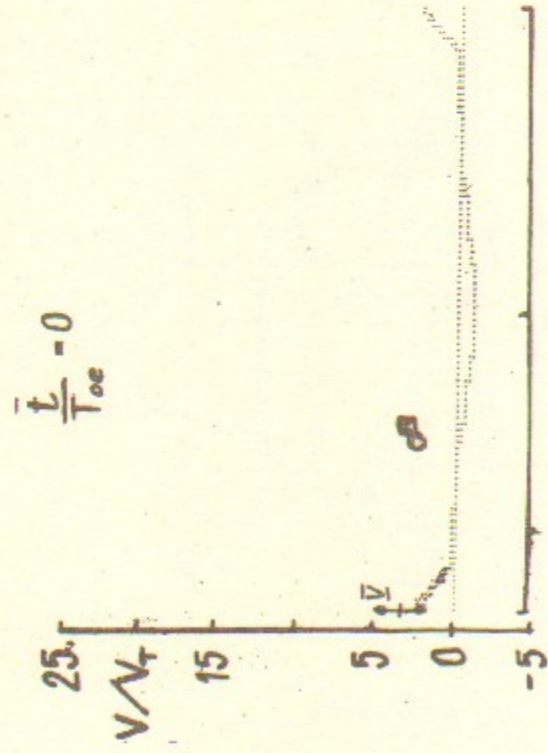
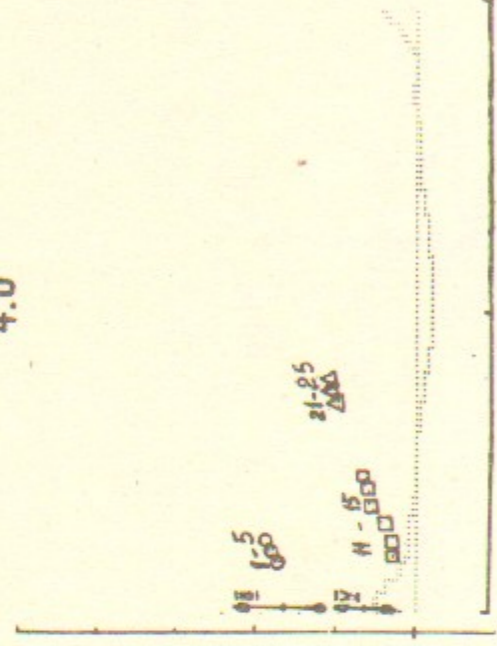


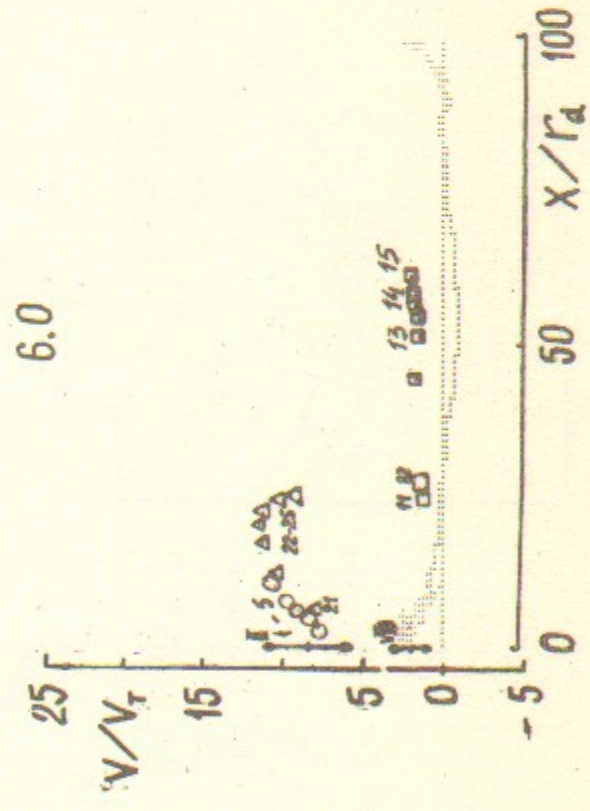
Рис. 8б. Случай 5



4.0



8



8.0

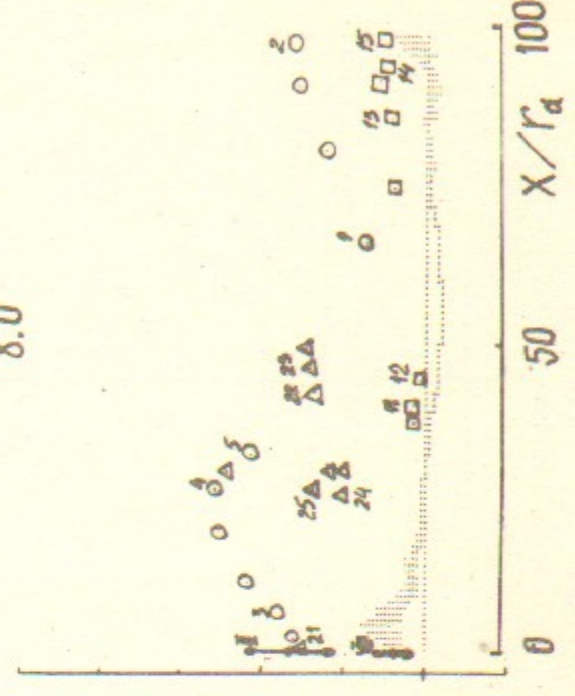
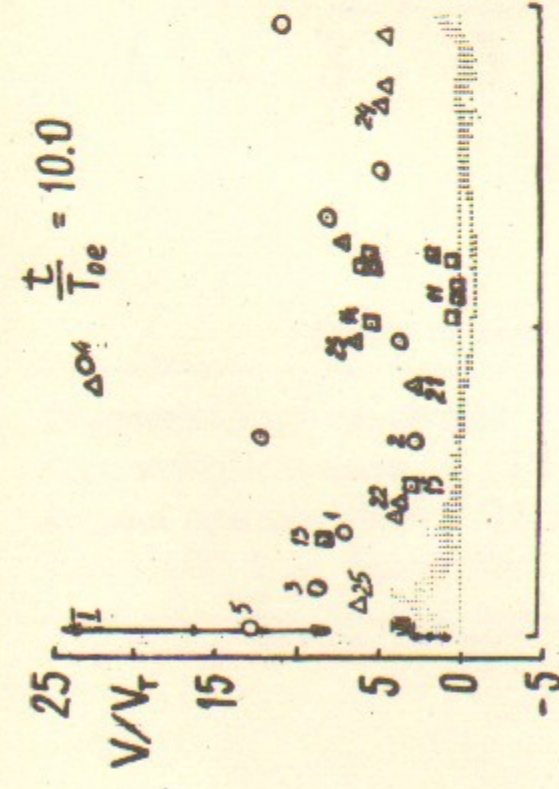
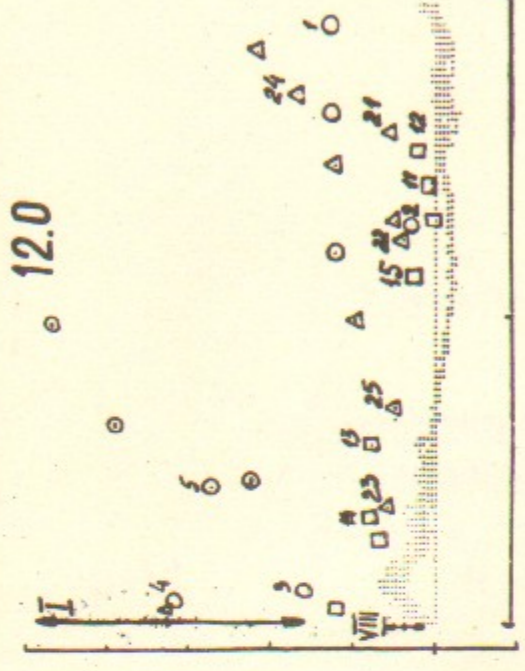


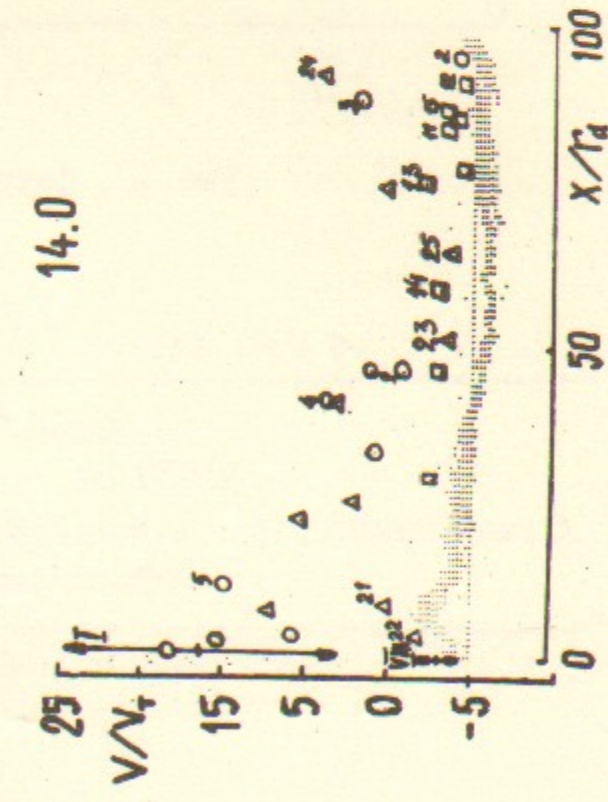
Рис. 9. Случай 7



12.0



51



16.0

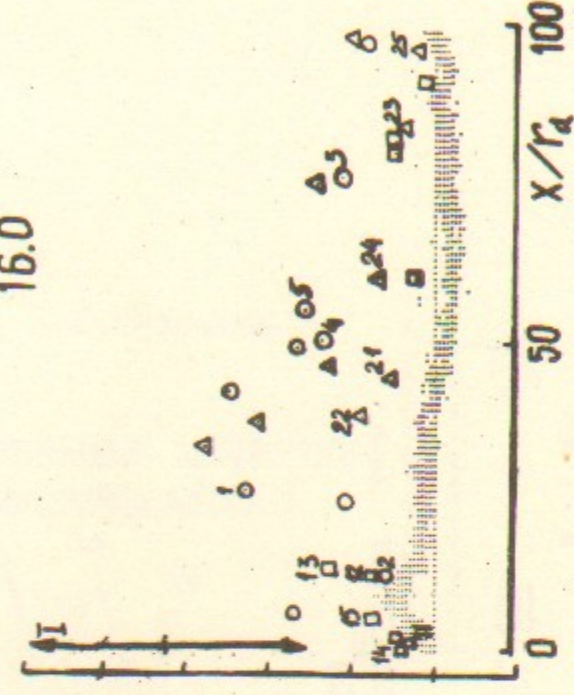


Рис. 9. Случай 7. Продолжение

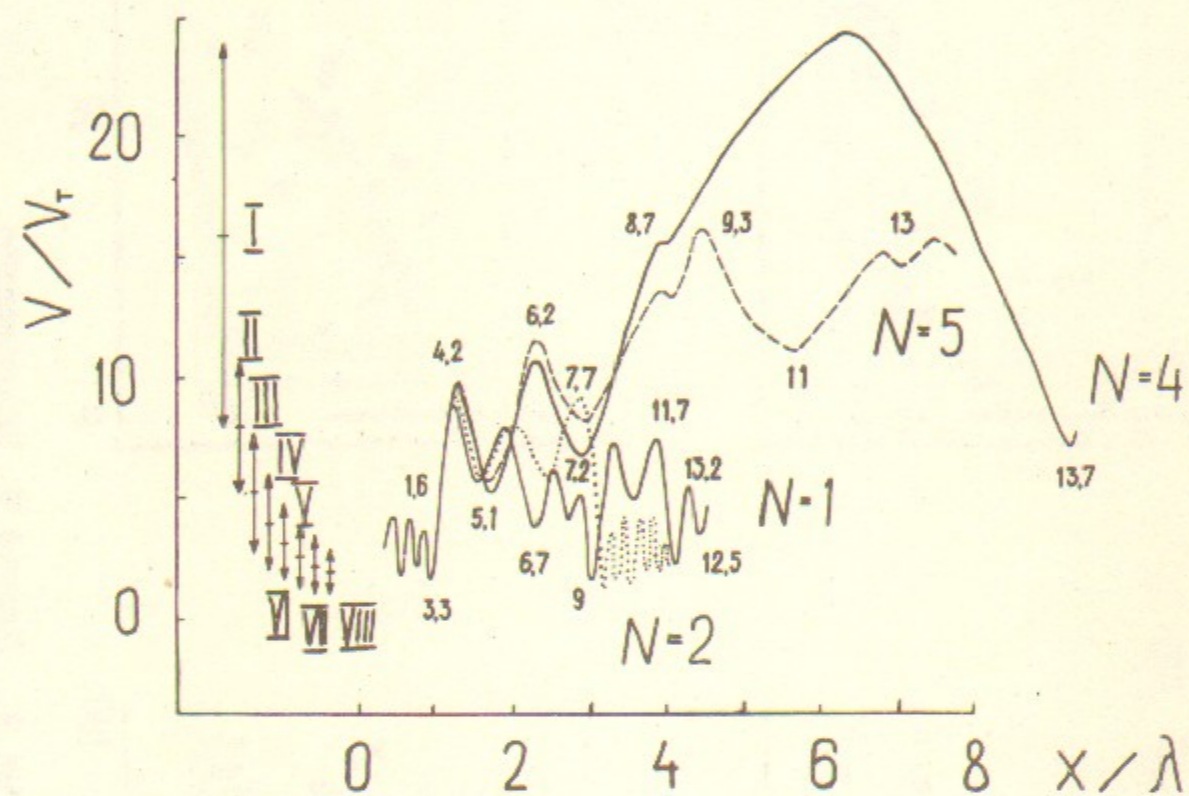


Рис.10. Случай 7

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ЛЕНГМОРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. I.

Препринт
№ 84-149

Работа поступила - I ноября 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 5.12-1984 г. МН 06242
Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.3,4 печ.л., 3,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 149.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90