



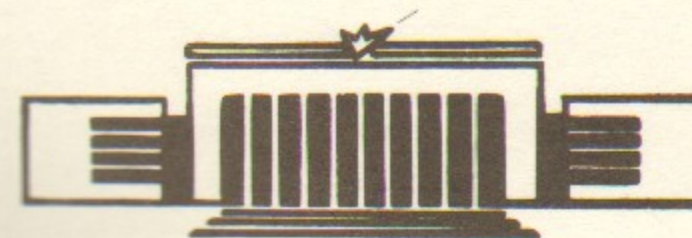
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

37

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. II.

ПРЕПРИНТ 84-150



НОВОСИБИРСК

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. П.

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 коллапса бегущей ленгмюровской волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 a)^2$, $E_0^2/8\pi nT > k_0 a$.

Рассмотрены случаи однородной плазмы, когда определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, и неоднородной плазмы (возбуждена ионно-звуковая волна), когда определяющую роль играет конверсия.

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 неустойчивости волны траектории практически совпадают. При достаточно большой концентрации поля характер траекторий катастрофически меняется — траектории расходятся по фазовой плоскости, что свидетельствует о развитии стохастической неустойчивости.

Найдено, что стохастическая неустойчивость наблюдается, когда области захвата гармоник волны пересекаются, т.е. выполнен критерий Чирикова $(2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}} + 2\sqrt{\frac{e\varphi^{N+1}}{m}}) / (V_\varphi^N - V_\varphi^{N+1}) > 1$

Показано, что центрами рассеяния траекторий служат области локализации электрического поля, имеющие разный вид в однородной и неоднородной плазме.

LARGE AMPLITUDE LANGMUIR WAVES.
STOCHASTIC INSTABILITY. II.

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 collapse of the one-dimensional running Langmuir wave with parameters $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$, $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ in homogeneous and inhomogeneous (the ion-sound wave is excited) plasma.

The acceleration of electrons and the formation of the streamers on the phase plane, which leads to the damping of Langmuir wave 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. On the initial stage of the wave instability the trajectories of 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 is the stochastic instability of the electron motion (large scale stochasticity).

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 $2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}} + 2\sqrt{\frac{e\varphi^{N+1}}{m}} > V_{ph}^N - V_{ph}^{N+1}$.

It is shown that the trajectories of electrons are scattered in the regions of the electric field localization, which have different forms in the homogeneous and inhomogeneous plasma.

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ. II.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

Настоящая работа является продолжением работы /1/, называемой далее I. В работе I на примере случая I-I стоячей ленгмюровской волны большой амплитуды было показано, что развитие модуляционной неустойчивости в случае коллапса заканчивается развитием стохастической неустойчивости движения электронов. Ускорение электронов при развитии этой неустойчивости приводит к поглощению энергии поля и затуханию ленгмюровских волн.

В настоящей работе мы рассматриваем еще два примера: случай I-2 бегущей ленгмюровской волны в однородной плазме и случай I-3 бегущей ленгмюровской волны в неоднородной плазме (возбуждена ионно-звуковая волна), когда существенную роль играет конверсия ленгмюровской волны на возмущении плотности (процесс $\ell_{k_e + s_{k_i}} \rightarrow \ell_{k_e \pm \beta k_i}, \beta = 1, 2, 3, \dots$). Развитие неустойчивости ленгмюровской волны в этих и подобных случаях в области параметров волны $E_0^2/8\pi nT > \frac{m}{M} > (k_0 r_d)^2$ рассматривалось ранее /2-8/. Было показано, что совместное действие модуляционной неустойчивости и конверсии приводит к локализации электрического поля во впадинах плотности. При условии $E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ развитие неустойчивости приводит к коллапсу.

В настоящей работе показано, что и в этих случаях коллапс заканчивается развитием стохастической неустойчивости, которая приводит к ускорению электронов и затуханию ленгмюровских волн. Также как в случае I-I, стохастическая неустойчивость развивается в результате рассеяния траекторий электронов на фазовой плоскости в областях концентрации электрического поля. Отметим, что этот процесс в работах /2-8/ мы называли захватом и ускорением нерезонансных электронов (или электронов плазмы) гармониками волны.

Случай I-2. Бегущая ленгмюровская волна с параметрами:

$$E_0 = 70,4; E_0^2/8\pi nT = 1,6.$$

$$\tilde{v}_0/v_T = 4,1; v_0^0/v_T = 2,15.$$

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

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

$$V_\phi^I / V_T = 16.$$

$$V_j^I / V_T = 10,7; V_j^I / V_\phi = 0,7; T_b^I / T_{oe} = 3,0.$$

E нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; E_0 - начальная амплитуда; $V_0 = V_0 - V_0^0$ - начальное возмущение скорости; V_0^0, V_0 - предельная невозмущенная и возмущенная скорость в $t = 0$; V_ϕ - фазовая скорость; $V_j = 2\sqrt{\frac{e\varphi_0}{m}}$ - граница захвата; φ_0 - начальный потенциал волны; $T_b = \frac{2\pi}{k_0 \sqrt{\frac{e\varphi_0}{m}}}$.

Этот случай был подробно рассмотрен ранее [2,4]. В начальный момент в этом случае задается возмущение скорости и плотности электронов, соответствующее нелинейной бегущей ленгмювской волне (задается основная гармоника $N_e = 1$ и гармоники $N_e = 2-10$ с $V_\phi^N = V_\phi^I$).

В этом случае на начальном этапе развивается модуляционная неустойчивость, которая приводит к локализации поля, росту впадин плотности и росту концентрации поля. На Рис.1а,б показана зависимость от времени плотности энергии поля $\frac{E_m^2}{E_0^2}$ (E_m - максимальное значение $E(x)$ в данный момент времени) и энергии поля W_E и электронов ($\Delta W_e = W_e - W_e^0$, W_e^0 - тепловая энергия электронов). На рис.2а показаны фазовые плоскости электронов в разные моменты времени, на Рис.2б - распределение потенциала $e\varphi/T_e(x)$, напряженности поля $E(x)$ и возмущения плотности $\tilde{n}/n_0(x)$ в разные моменты времени. Границу распределения на фазовой плоскости образуют электроны с начальными скоростями $V_0^0 \sim 2V_T$.

Ранее [2,4] было показано, что при развитии модуляционной неустойчивости в этом случае становится существенной конверсия, которая приводит к росту более коротковолновых гармоник с $N_e = N_e + \beta N_i$ и обратных волн с $N_e' = N_e - \beta N_i$. В результате совместного действия модуляционной неустойчивости и конверсии развиваются новые впадины плотности. Распределение потенциала, поля и плотности в этом случае отличается от случая стоячей волны. Как видно из Рис.2б, в $t/T_{oe} \sim 12-20$ распределение потенциала имеет форму пика с максимумом на $x/r_d \sim 40$. Соответственно $E(x)$ имеет два максимума на $x/r_d \sim 20-30$ и $x/r_d \sim 50-60$. Здесь и образуются впадины плотности и происходит концентрация поля. В

области $x/r_d \sim 0-10, 70-100$ поле близко к нулю.

Из Рис.1а видно, что с течением времени плотность энергии поля возрастает, достигает максимума в $t_{max}/T_{oe} \sim 17$, 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 части электронов, которое приводит к образованию хвостов функции распределения со скоростями, значительно превышающими тепловые. Рассмотрим более подробно процесс ускорения электронов.

Зададим две группы электронов с одинаковыми $V_0^0 = 2,15 V_T$ 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.4а,б - траектория частиц $N = 3$ и 4 из группы I и действующее на них поле E_N .

Таблица I.

Начальные координаты электронов.

Случай I-2.

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

Группа I.

N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x_0/r_d	12,6	13,7	14,7	16,9	18,1	19,2	20,3	21,4	22,5	23,6
V_0/V_T	0,89	0,82	0,76	0,65	0,61	0,57	0,54	0,51	0,49	0,48

Группа 2.

N	11	12	13	14	15	16
x_0/r_d	96	97	98	99	100	1
V_0/V_T	2,4	2,3	2,2	2,1	2,0	1,9

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 $t/T_{oe} \sim 12-13$ частицы в группах движутся вместе, сохраняя свою

последовательность. Траектории их практически одинаковы, хотя несколько сдвинуты по времени. В $t/T_{oe} < 13$ возмущение скорости постепенно нарастает и в $t/T_{oe} \sim 13,4$ достигает максимальной величины, причем максимальная скорость $\sim 6,9 V_T$. В $t/T_{oe} \sim 13-13,5$ первая группа частиц оказывается в максимуме возмущения скорости на $x/r_d \sim 20-50$ и попадает в ускоряющее поле ($E < 0$). Скорость некоторых частиц оказывается близкой к скорости возмущения, в результате чего они дольше находятся в ускоряющем поле и набирают значительную энергию. В $t/T_{oe} \sim 13,4-13,9$ видно, что частицы $N = 4$ и 5 из группы I ускорились и образовали первый хвост на фазовой плоскости.

В следующий период $t/T_{oe} \sim 13,9-14,4-14,9$ остальные частицы группы I попадают в максимум возмущения, причем $N = 2, 3, 8, 9$ оказываются ускоренными и попадают во второй хвост на фазовой плоскости. В период $t/T_{oe} \sim 14,9-15,4-15,9$ частицы группы 2 попадают в максимум возмущения и частицы $N = 11$ и 14 оказываются в третьем хвосте. Этот процесс повторяется в каждый период вплоть до затухания поля.

Тем временем частицы $N = 4$ и 5 первого хвоста приближаются к следующей области впадин плотности и концентрации поля (при периодических граничных условиях это та же область $x/r_d \sim 10-60$). В $t/T_{oe} \sim 15,9-16,4$ частицы $N = 4$ и 5 попадают в фазу ускорения и ускоряются до $v/V_T > 10$. В $t/T_{oe} \sim 16,9-17,9$ в эту область приходят частицы второго, затем третьего хвоста. В зависимости от своей скорости частица попадает в ту или другую фазу поля. При этом некоторые частицы ускоряются до больших скоростей — например, $N = 2$ из группы I ускоряется в $t/T_{oe} \sim 16,9-17,5$, $N = 14$ из группы 2 — в $t/T_{oe} \sim 17,9-18,5$, $N = 11$ из группы 2 — в $t/T_{oe} \sim 19,0-19,5$. Некоторые частицы сначала тормозятся, а затем тоже ускоряются. Например, частицы $N = 3$ и 9 из группы I тормозятся на $x/r_d \sim 20-30$ в $t/T_{oe} \sim 17,5-17,9$, а в $t/T_{oe} \sim 17,9-18,5$ ускоряются до $v/V_T \approx 10$. Частицы типа $N = 15$ из группы 2 после ускорения в третьем хвосте, попав на $x/r_d \sim 20-40$ тормозятся в $t/T_{oe} \sim 19,5-20,0$ до тепловых скоростей, а в $t/T_{oe} > 21$ опять ускоряются.

Изменение скорости частиц происходит при каждом прохождении области локализации поля (области впадин плотности) до тех пор, пока поле не затухнет ($t/T_{oe} \sim 25$). В результате частицы из первоначально компактных групп с одинаковыми начальными ско-

ростями $v_0^0 \sim 2V_T$ и близкими координатами x_0 разбрасываются по фазовой плоскости в области $v/V_T \leq 23$ (Рис.2а, $t/T_{oe} \sim 20-26$).

Таким образом, из-за небольшого различия в начальных координатах траектории разных частиц сильно различаются. Это хорошо видно при сравнении траекторий нескольких частиц на Рис.3а,б. На начальной стадии развития процесса (до $t/T_{oe} \sim 13-14$ в группе I и до $t/T_{oe} \sim 14-15$ в группе 2) траектории частиц в группе практически одинаковы, хотя несколько сдвинуты по времени. Однако в $t/T_{oe} \sim 13-14$ в группе I и в $t/T_{oe} \sim 14-15$ в группе 2 происходят катастрофические изменения — траектории частиц меняют свой характер и расходятся по фазовой плоскости, причем траектории разных частиц становятся различными.

Из Рис.3а,б и 4а,б видно, что траектории меняются, когда частица проходит область впадин плотности $x/r_d \sim 10-60$. В промежутках между впадинами поле E_N , действующее на частицу, близко к нулю (Рис.4) и частицы движутся с практически постоянной скоростью. В области впадин E_N велико, характер его зависит от фазы $E(x, t)$ в t , когда частица попадает в область локализации поля.

Таким образом, также как и в случае I-I стоячей волны, рассмотренном в I, в этом случае области концентрации поля (области впадин) служат центрами рассеяния траекторий частиц на фазовой плоскости. В результате этого рассеяния траектории частиц с близкими начальными координатами расходятся по фазовой плоскости. Это показывает, что наблюдаемый процесс также как в случае I-I, является проявлением стохастической неустойчивости.

Ускорение частиц приводит к затуханию поля. Из Рис.1а,б видно, что затухание начинается в $t/T_{oe} \sim 11$. К $t/T_{oe} \sim 25$ поле ленгмювских волн практически затухает. При этом в хвосте функции распределения по скоростям, т.е. в области $v > v_0^0 \sim 2V_T$ ($v > 0$) оказывается 8,4% от начального числа электронов. Ускорение этих электронов обуславливает полное затухание поля.

После затухания ленгмювских волн развивается процесс, связанный с возмущением плотности плазмы, подробно рассмотренный ранее на примере стоячих волн /9/. Здесь мы не будем описывать этот процесс. Отметим только, что траектории частиц типа $N = 0$ из группы I в $t/T_{oe} > 20$ обусловлены захватом

электронов нелинейной ионно-звуковой волной при развитии возмущения плотности после затухания ленгмюровских волн /9,10/.

Проанализируем рассмотренный выше процесс стохастической неустойчивости в спектральном описании. Как было показано ранее, развитие модуляционной неустойчивости и конверсии эквивалентно возбуждению гармоник $N_e = II, III, IV, \dots$, росту их амплитуды с течением времени и перекачке энергии в более и более коротковолновые гармоники. На Рис.5 показаны границы захвата $V_{\phi}^N + V_{\beta}^N$ и $V_{\phi}^N - V_{\beta}^N$ ($V_{\beta}^N = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$) для основных гармоник $N_e = I, II, III$. Из Рис.5 видно, что области захвата $N_e = I$ и II пересекаются с самого начала, а области захвата $N_e = II$ и III, III и IV начинают пересекаться уже в $t/T_{oe} \sim 3$. В $t/T_{oe} \sim II-12$ амплитуда захвата $N_e = III$ становится сравнимой с ($V_{\phi}^{III} - V_{\phi}^{IV}$), $N_e = IV - c (V_{\phi}^{III} - V_{\phi}^{IV})$.

На Рис.5 показаны также максимальные скорости возмущения $V(x)$ в моменты, когда это возмущение максимально (в течение $\sim T_{oe}$). На Рис.6 показаны области захвата $N_e = I, II$ и III и профиль скорости $V(x)$ в $t/T_{oe} = 13,4$. Этот момент соответствует началу ускорения частиц группы I (Рис.2а) и началу расхождения траекторий. Видно, что в этот момент возбуждено несколько гармоник, причем их области захвата пересекаются и для $N_e = I-II-III-IV$ $V_{\beta}^N \approx \Delta V_{\phi}^N$. Максимальная скорость частиц в возмущении $V(x)$ в этот момент превышает V_{ϕ}^{III} . Эти частицы находятся в фазе ускорения гармониками III и II.

Частицы, попавшие в первый хвост ($N = 4$ и 5 из группы I) в $t/T_{oe} \sim 13,5-14,5$ остаются в области захвата гармоника $N_e = III$, но при следующем ускорении переходят в область захвата $N_e = II$, а затем и $N_e = I$ и ускоряются до максимальной скорости $V^{max}/V_T \sim 23$, близкой к верхней границе захвата гармоника $N_e = I$ $V_{\phi}^I + 2\sqrt{e\varphi^I/m} \sim 25 V_T$, $V^{max}/V_T \sim 15-20$. Максимальные скорости частиц, которые наблюдаются при развитии процесса, близки к скорости частиц $N = 4$ и 5 $V^{max}/V_T \sim 23$ и близки к верхней границе захвата гармоника $N_e = I$ $V_{\phi}^I \sim 25$.

Таким образом, в этом случае в развитии стохастической неустойчивости существенную роль играют гармоники I, II, III, в отличие от случая I-I /I/, где гармоника $N_e = I$ имеет меньшую амплитуду и не участвует в процессе ускорения электронов. Также как в случае I-I стохастическая неустойчивость начинается

при таких амплитудах гармоник, когда выполнен критерий Чирикова /II/, эквивалентный условию пересечения областей захвата, и развивается в области фазового пространства, ограниченного верхней границей захвата гармоника с максимальной фазовой скоростью (в случае I-I $N_e = II$, в случае I-2 $N_e = I$).

В рассматриваемой нами самосогласованной задаче развитие стохастической неустойчивости приводит к поглощению энергии электрического поля ускоренными электронами и к затуханию ленгмюровских волн. По существу развивается только начальная стадия стохастической неустойчивости, а хаотическое состояние не успевает развиваться.

В работе I проанализированы эффекты, потерянные в нашей модели в результате того, что начальная максвелловская функция распределения по скоростям обрезана на $V_0^0 \sim 2V_T$. Этот анализ полностью относится и к рассматриваемым в настоящей работе случаям I-2 и I-3.

Мы рассмотрели случай I-2 развития бегущей ленгмюровской волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_0/r_d = 100$. Ранее были рассмотрены случаи с другими начальными параметрами /3,4/. Было показано, что в случаях, когда $E_0^2/8\pi nT < k_0 r_d$, развитие модуляционной неустойчивости приводит к образованию квазистационарного солитона. В случаях, когда $10^{-3}/(k_0 r_d)^2 \approx E_0^2/8\pi nT > k_0 r_d$ наблюдается коллапс и затухание ленгмюровских волн в результате образования хвостов ускоренных электронов подобно случаю I-2. Очевидно, что и в этих случаях развивается стохастическая неустойчивость. Покажем, что эта неустойчивость начинается при таких параметрах гармоник, когда выполнен параметр Чирикова пересечения областей захвата.

В Таблице 2 приведены амплитуды E^N и области захвата $V_{\beta}^N = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$ основной волны $N_e = I$ и ее гармоник в момент времени, когда начинается образование первого хвоста ускоренных электронов в случаях I-2, 2-2, 3-2. В случае 4-2, когда образуется солитон, взят момент времени, когда солитон квазистационарен и $E^N = const$.

В Таблице 2 приведены также V^{max}/V_T - максимальная скорость в возмущении $V(x)$ в рассматриваемый момент и N_e^{β} - номер гармоника, 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 N_e^{β} меняется от $N_e^{\beta} = VI$ в случае 3-2 до $N_e^{\beta} = III$ в случае I-2.

Бегущие ленгмюровские волны. Случай I-2 - 4-2.

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

Случай	$E_0/8\pi nT$	E_0	$\frac{V_{max}}{V_T}$	N_e^{δ}	$\frac{V_{max}}{V_T}$	$N_e^{\pm 2}$	$\frac{V_\phi^{N_e} + V_\beta^{N_e}}{V_T}$	У	VI	VII	VIII	IX	X	XI
I-2	1,6	70,4	6,9	III	23	I	24,4							
2-2	0,31	31,0	4,8	IV	9	II	12,5							
3-2	0,10	17,7	3,3	VI	6,4	III	7,8							
4-2	0,039	11,0	2,8	VIII	-	-	-							

Случай I-2. $t/\tau_{oe} = 13,4$

N_e	I	II	III	IV	У	VI
E^N	52,1	50,2	24,3	4,3	5,2	2,0
V_β^N/V_T	8,3	6,5	3,5	1,3	1,3	0,73
$V_\beta^N + V_\beta^{N+1}$	1,9	3,8	3,7	3,6	4,4	

Случай 2-2. $t/\tau_{oe} = 35,4$

N_e	I	II	III	IV	У	VI
E^N	18,3	23,5	17,7	9,2	4,5	2,5
V_β^N/V_T	5,4	4,3	3,1	1,9	1,2	0,8
$V_\beta^N + V_\beta^{N+1}$	1,2	2,8	3,8	4,3	4,4	

Случай 3-2. $t/\tau_{oe} = 53,3$

N_e	I	II	III	IV	У	VI
E^N	11,5	16	9	4	2	0,35
V_β^N/V_T	4,3	3,6	2,2	1,3	0,80	0,31
$V_\beta^N + V_\beta^{N+1}$	1,0	2,2	2,7	2,9	2,4	

Случай 4-2. $t/\tau_{oe} = 31,0$

N_e	I	II	III	IV	У
E^N	9,3	4,8	0,92	0,19	0,18
V_β^N	3,9	2,0	0,70	0,28	0,24
$V_\beta^N + V_\beta^{N+1}$	0,74	1,0	0,78	0,72	

E нормировано на $m_0 a / e T_{oe}^2$; V_{max} - максимальная скорость в возмущении $V(x)$; N_e^{δ} - номер гармоник с $V_\phi^N \lesssim V_{max}$; V_β^N - максимальная скорость электронов; $N_e^{\pm 2}$, $V_\phi^{N \pm 2}$, $V_\beta^{N \pm 2}$ - номер гармоник и ее верхняя граница захвата, к которой близка V_{max} ; V_ϕ^N , E^N , V_β^N - фазовая скорость, амплитуда и граница захвата гармоник с номером N ; $V_\beta^N = 2 \sqrt{\frac{e \phi^N}{m}}$.

В таблице 2 приведены величины $\alpha^N = (V_z + V_z^{N+1}) / (V_\phi^N - V_\phi^{N+1})$, характеризующие пересечение областей захвата соседних гармоник (критерий Чирикова выполнен, когда эта величина $\alpha^N > 1$). Видно, что в случае 4-2 все $\alpha^N \leq 1$, 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 3-2, 2-2, 1-2 для гармоник $N_e \leq N_e^{\text{д}} (V_\phi^N \geq V_{\text{max}})$ всегда $\alpha^N > 1$ (кроме $N_e = 1-11$ в случае 3-2), т.е. области захвата пересекаются, критерий Чирикова выполнен и развитие стохастической неустойчивости возможно. Действительно, стохастическая неустойчивость, приводящая к образованию хвостов ускоренных электронов и разбеганию траекторий электронов на фазовой плоскости, наблюдается во всех этих случаях.

В Таблице 2 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 $V_\phi^{N_e^{t_2}} + V_z^{N_e^{t_2}}$, к которой близка V^{max} . В случаях 3-2, 2-2 и 1-2 $N_e^{t_2} = 11, 11$ и 1, соответственно. Таким образом, V^{max} всегда лежит в области пересекающихся областей захвата, но в некоторых случаях (2-2, 3-2) поле затухает прежде, чем частица успевает ускориться до максимально возможной скорости.

Случай 1-3. Бегущая ленгмюровская волна и ионно-звуковая волна с параметрами:

Ленгмюровская волна:

$$E_0 = 70,4; E_0^2 / 8\pi n T = 1,6.$$

$$\tilde{V}_0 / V_T = 3,7; V_0^0 / V_T = 1,8.$$

$$\lambda_0 / r_d = 300; k_0 r_d = 2,1 \cdot 10^{-2}; (k_0 r_d)^2 = 4,4 \cdot 10^{-4}; \lambda_0 = L; N_e = 1.$$

$$V_\phi / V_T = 48.$$

$$V_z / V_T = 18,5; V_z / V_\phi = 0,4; T_B / T_{oe} = 5,2.$$

Ионно-звуковая волна:

$$\tilde{n} / n_0 = 0,2.$$

$$\lambda_i / r_d = 60; 5 \lambda_i = L; N_i = 5.$$

$$V_\phi^i / V_T = 0,1; V_\phi^i = c_s / \sqrt{1 + (k_i r_d)^2}; c_s = \sqrt{T_{oe} / M}.$$

Впадины плотности находятся на $x/r_d \sim 30-90-150-210-270$. Пояснения - см. случай 1-2.

Этот случай был подробно рассмотрен ранее [7,8]. Было показано, что модуляционная неустойчивость основной волны, которая приводит к генерации гармоник $N_e = 11, 13, \dots$, хотя и проявляется, но не играет существенной роли. На начальной стадии определяющую роль играет конверсия ленгмюровской волны на возмущении плотности. Конверсия приводит к локализации поля во впадинах плотности. В спектральном описании конверсия проявляется в генерации гармоник ленгмюровской волны с $V_\phi^N > 0$ $N^e = N_e + \beta N_i$ - в нашем случае $N^e = 11, 13, \dots$ и гармоник с $V_\phi^N < 0$ $N^e = N_e - \beta N_i$ - в нашем случае - $N^e = 10, 12, \dots$. Локализация поля в результате конверсии приводит к развитию модуляционной неустойчивости и росту концентрации поля во впадинах плотности. Возмущение поля и возмущение скорости электронов в течение плазменного периода достигают максимума последовательно во всех впадинах плотности.

На Рис.7а,б показана зависимость от времени максимальной плотности энергии поля и энергии поля и электронов $W(t)$. Из Рис.7а видно, что с течением времени плотность энергии возрастает, достигает максимума в $t/T_{oe} \sim 4,5$, а затем довольно быстро падает. По кривым $W(t)$ Рис.7б видно, что уже в $t/T_{oe} \sim 2,5$ начинается затухание, которое к $t/T_{oe} \sim 20$ приводит к практически полному поглощению энергии поля электронами плазмы.

На Рис.8а показаны фазовые плоскости электронов в разные моменты времени, на Рис.8б - распределение потенциала, напряженности поля и возмущения плотности. На Рис.9а,б показаны траектории частиц на фазовой плоскости, на Рис.10 - траектория частицы $N = 2$ из группы I и действующее на неё поле E_N . Задано три группы электронов с одинаковыми начальными скоростями $V_0^0 / V_T = 1,8$ и близкими начальными координатами (Таблица 3).

Проследим за движением частиц по фазовым плоскостям Рис.8а. Видно, что до $t/T_{oe} \sim 3$ частицы в группах движутся вместе, сохраняя свою последовательность. В $t/T_{oe} < 3$ возмущение скорости постепенно нарастает, достигая в $t/T_{oe} \sim 3,5$ величины $V^{\text{max}}/V_T \sim 7,2$. В этот момент $t/T_{oe} \sim 3,5$ частицы группы I ($N = 1-4$) находятся в фазе ускоряющего поля (Рис.8б) и максимального возмущения скорости в районе впадины плотности на $x/r_d \sim 90$. К

Таблица 3.

Начальные координаты электронов.

Случай I-3.

$$V_0^0 = 1,8 V_T.$$

Группа I.

№	I	2	3	4
x_0/r_d	36,7	35,5	34,2	33,0
V_0/V_T	0,54	0,58	0,61	0,64

Группа 2.

№	II	I2	I3	I4	I5	I6	I7	I8	I9
x_0/r_d	100,4	100,3	99,2	99,1	98,0	97,9	96,8	95,6	95,5
V_0/V_T	0,25	0,00	0,23	-0,02	0,20	-0,04	0,18	0,16	-0,09

Группа 3.

№	5	6	7	8	9
x_0/r_d	156,8	160,2	159,0	161,2	157,9
V_0/V_T	2,04	2,17	2,13	1,97	2,1

V_0^0 - невозмущенная начальная скорость; V_0 - возмущенная начальная скорость.

$t/T_{oe} \sim 3,7-4,0$ эти частицы ускоряются, образуя хвост на фазовой плоскости.

В $t/T_{oe} \sim 3,7$ в фазе ускоряющего поля и максимума возмущения скорости в районе впадины на $x/r_d \sim 150$ находятся частицы группы 2 ($N = 15-19$). К $t/T_{oe} \sim 4,0-4,2$ эти частицы ускоряются, образуя хвост. Подобным образом ускоряются частицы группы 3 ($N = 5-9$) в районе впадины на $x/r_d \sim 210$ в $t/T_{oe} \sim 4,2-4,6$. В течение плазменного периода в районе всех пяти впадин плотности последовательно образуются хвосты ускоренных частиц. В последующем процесс повторяется периодически.

В $t/T_{oe} \sim 4,6$ частицы группы I приближаются к впадине плотности (т.е. области концентрации поля) на $x/r_d \sim 150$. В $t/T_{oe} \sim 4,7-5,0$ некоторые частицы ($N = 3,4$) ускоряются, другие частицы

($N = 2$) тормозятся. Частицы групп 2,3 также приближаются к следующим впадинам и, в зависимости от фазы поля, в которую попала данная частица, или ускоряются ($N = 6,18$) или тормозятся ($N = 9,15$).

Изменение скорости частиц происходит при каждом прохождении области впадин плотности, где локализовано поле до тех пор, пока поле не затухнет. В результате и в этом случае частицы из первоначально компактных групп с близкими начальными координатами расходятся по фазовой плоскости в области $V/V_T \leq 14,7$ (Рис.8а, $t/T_{oe} \sim 16$).

По Рис.9а,б видно, что на начальной стадии процесса (до $t/T_{oe} \sim 3,8$ в группе I и $t/T_{oe} \sim 4,0$ в группе 2) траектории частиц в группе практически совпадают. В $t/T_{oe} \sim 3,8-4,2$ в группе I и $t/T_{oe} \sim 4,0-4,4$ в группе 2 траектории частиц меняют свой характер и расходятся по фазовой плоскости, причем траектории разных частиц становятся различными.

На Рис.9,10 на шкале x отмечено положение впадин плотности. Ранее было показано /6/, что при конверсии поле ленгмюровских волн локализуется в области спада плотности, т.е. на $x \leq x$ впадины. Из Рис.10 видно, что E_N достигает максимальной величины, когда частица проходит эти области. По траекториям частиц Рис.9а,б, 10 видно, что резкие изменения траекторий происходят в областях локализации поля.

Таким образом, и в этом случае центры локализации поля служат центрами рассеяния траекторий частиц на фазовой плоскости. В результате этого траектории частиц расходятся, что свидетельствует о развитии стохастической неустойчивости.

Проанализируем этот процесс в спектральном описании. На Рис.11 показаны границы захвата основной волны $N_e = I$, гармоник модуляционной неустойчивости $N_e = II, III$ и конверсии $N_e = VI, XI$ и (в области $V < 0$) $N_e = IV, IX$.

Из Рис.11 видно, что области захвата гармоник конверсии $N_e = VI$ и XI начинают пересекаться уже в $t/T_{oe} \approx 0,6$ ($N_e = IV$ и IX - в $t/T_{oe} \approx 1,5$). В $t/T_{oe} \sim 2-3$ амплитуды захвата $N_e = VI$ и XI становятся сравнимыми с $V_{\phi}^{VI} - V_{\phi}^{XI}$ ($V_{\phi}^{IX} \sim (V_{\phi}^{IV} - V_{\phi}^{IX})$) в $t/T_{oe} \sim 3$). Таким образом, критерий Чирикова стохастической неустойчивости выполнен и в этом случае для гармоник конверсии. В отличие от этого для гармоник модуляционной неустойчивости

критерий Чирикова не выполнен — области захвата гармоник $N_e = I, II, III$ не пересекаются ни друг с другом, ни с гармониками конверсии.

На Рис. II показаны также максимальные скорости возмущения $V(x)$. На Рис. I2 показаны области захвата $N_e = III, VI$ и XI и профиль скорости $V(x)$ в $t/T_{oe} = 3,5$. Этот момент соответствует началу ускорения частиц группы I (Рис. 8а) и началу расхождения траекторий. Видно, что в этот момент области захвата гармоник конверсии пересекаются и $V_{\phi}^{VI}, \bar{x}^I \geq \Delta V_{\phi}$. Максимальная скорость частиц в возмущении $V(x)$ $V_{max}/V_T \sim 7,2$ превышает фазовую скорость гармоники $N_e = XI$ $V_{\phi}^{XI}/V_T \sim 4,7$ и приближается к $V_{\phi}^{VI}/V_T \sim 8,2$. Эти частицы находятся в фазе ускорения гармониками $N_e = XI$ и VI. Частицы, попавшие в первый хвост ($N = 2, 3, 4$ из группы I) ускоряются в $t/T_{oe} \sim 3-4$, но остаются в пределах области захвата $N_e = XI$ $V/V_T \leq 8$. При следующем ускорении в $t/T_{oe} \sim 4,5-5$ такие частицы как $N = 4$ из группы I переходят в область захвата $N_e = VI$ и ускоряются до максимальной скорости $V^{max}/V_T \sim 14,7$, практически совпадающей с верхней границей захвата гармоники $N_e = VI$ $(V_{\phi}^{VI} + 2\sqrt{e\varphi_{max}^I})/V_T \sim 14,7$. Максимальные скорости частиц, которые наблюдаются при развитии процесса, близки к скорости частицы $N = 4$ — $V^{max}/V_T \sim 14,7$ и близки к верхней границе захвата гармоники $N_e = VI$.

Таким образом, в этом случае в развитии стохастической неустойчивости основную роль играют гармоники конверсии $N_e = VI$ и XI. Стохастическая неустойчивость начинается при таких амплитудах этих гармоник, когда для них выполнен критерий Чирикова. Стохастическая неустойчивость развивается в области фазового пространства, ограниченного верхней границей захвата гармоники $N_e = VI$ (в области $V < 0$ область стохастической неустойчивости ограничена нижней границей захвата гармоники $N_e = IV$). Гармоники $N_e = I, II, III$, для которых критерий Чирикова не выполнен, в развитии стохастической неустойчивости не участвуют — в их области захвата частицы с $V_0 \leq 1,8 V_T$ из основного распределения не попадают.

Так же, как в случаях I-1, I-2 развитие стохастической неустойчивости в случае I-3 приводит к поглощению энергии электрического поля ускоренными электронами и к затуханию ленгмювских волн, так что развивается только начальная стадия стохастической неустойчивости, а хаотическое состояние не успевает развиться. Из Рис. 7а, б видно, что затухание в этом случае начина-

ется в $t/T_{oe} \sim 2$. К $t/T_{oe} \sim 16$ поле ленгмювских волн практически затухает. При этом в хвостах функции распределения по скоростям, т.е. в области скоростей $|V| > V_0 \sim 1,8 V_T$, оказывается по $\sim 6\%$ (в области $V > 0$ и $V < 0$) от начального числа электронов.

Напомним, что начальная функция по скоростям обрезана в этом случае на $V_0 = 1,8 V_T$. В работе I обсуждались эффекты, потерянные в нашей модели в результате этого. В частности отмечалось, что для электронов со скоростями, большими $V_0 \sim 1,8 V_T$, стохастическая неустойчивость должна начинаться раньше. В случае I-3 можно ожидать, что она будет начинаться в $t/T_{oe} \approx 0,6$, когда пересекаются области захвата гармоник $N_e = VI$ и XI.

В случае I-3 была проведена проверка этого предположения. Задавалась группа 4 пробных частиц с одинаковыми $V_0/V_T = 3,2$ и близкими начальными координатами (Таблица 4). На Рис. I3 показаны траектории на фазовой плоскости этих частиц. До $t/T_{oe} \sim 1$ траек-

Таблица 4.

Начальные координаты пробных частиц.

Случай I-3.

$V_0 = 3,18 V_T$.

Группа 4.

№	II	I2	I3	I4
x_0/r_d	29.83	29.89	29.98	30.01

тории этих частиц практически совпадают и имеют тот же характер, что и траектории электронов Рис. 9а, б в $t/T_{oe} < 3$. В $t/T_{oe} \sim 1-2$, т.е. раньше, чем в группах I, 2, 3, траектории частиц меняют свой характер и расходятся по фазовой плоскости, причем траектории разных частиц имеют разный характер. Максимальные скорости пробных частиц не превышают $V^{max}/V_T \sim 14,5$, т.е. не выходят за пределы верхней границы захвата гармоники $N_e = VI$. Общий характер процесса и вид траекторий те же, что в группах I, 2 (Рис. 9а, б). Это показывает, что частицы группы 4 принимают участие в той же стохастической неустойчивости, обусловленной пересечением областей захвата гармоник $N_e = VI$ и XI, что и частицы групп I, 2, 3. В отличие от них стохастическая неустойчивость частиц группы 4 с $V_0/V_T = 3,2$ начинается сразу же после того как выполняется критерий Чирикова для гармоник $N_e = VI$ и XI.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-149, 1984.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-39, 1977.
3. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 77-15, 1977; № 78-17, 1978; 78-76, 1978; № 79-21, 1979.
4. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Физика плазмы 7, 383, 1981.
N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Comments on Plasma Phys. 6, 21, 1980.
5. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-43, 1981; № 81-89, 1981; № 82-53, 1982.
6. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Physica Scripta 24, 566, 1981.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-88, 1981.
8. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. Proc. Conf. on Plasma Physics, Göteborg, 1982, p. 420.
9. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-80, 1984.
10. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 83-88, № 83-89, 1983.
11. B.V.Chirikov. Phys. Reports 52, 263, 1979.

Подписи к рисункам:

- Рис.1а. Зависимость от времени максимальной по x плотности энергии электрического поля. Случай I-2.
 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-2.
- Рис.2а. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени. Случай I-2.
Цифры - номера электронов из групп I и 2 (Таблица I).
Стрелки - верхняя граница захвата $\sqrt{\varphi^N} + 2\sqrt{e\varphi^N/m}$.
- Рис.2б. Распределение потенциала, напряженности поля и возмущения плотности в разные моменты времени. Случай I-2.
 E нормировано на mrd/eT_{0e}^2 .
- Рис.3а,б. Траектории электронов на фазовой плоскости. Случай I-2.
Рис.3а. Группа I. Сплошная линия - $N = 4$ и I; пунктир - $N = 0$; точки - $N = 3$. (Таблица I).
Рис.3б. Группа 2. Сплошная линия $N = I4$ и I5, II и I2; пунктир - $N = I6$; точки - $N = I3$. (Таблица I).
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствуют положению областей локализации электрического поля.
- Рис.4а,б. Траектория электрона на фазовой плоскости и действующее на него поле E_N . $N = 3$ (Рис.4а) и $N = 4$ (Рис.4б) из группы I. (Таблица I). Случай I-2.
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствуют положению областей локализации электрического поля.
- Рис.5. Зависимость от времени границ захвата $\sqrt{\varphi^N} \pm \sqrt{\varphi^N}$ основных гармоник. Случай I-2.
 $\sqrt{\varphi^N} = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$
Сплошная линия - $N_e = I$.
Пунктир - $N_e = II$; точки - $N_e = III$.
Точки - максимальная скорость $V(x)$.

- Рис. 6. Области захвата основных гармоник и профиль скорости $V(x)$ в $t/T_{oe} = 13,4$. Случай I-2.
Сплошная линия - $N_e = I$; пунктир - $N_e = II$; точки - $N_e = III$.
- Рис. 7а. Зависимость от времени максимальной по x плотности энергии электрического поля. Случай I-3.
- Рис. 7б. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E и энергии электронов ΔW_e . Случай I-3.
- Рис. 8а. Фазовые плоскости электронов в разные моменты времени. Случай I-3.
Цифры - номера электронов из групп I, 2 и 3 (Таблица 3).
Стрелки - верхняя граница захвата $V_{\phi}^N + 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$
- Рис. 8б. Распределение потенциала, напряженности поля, возмущения плотности в разные моменты времени. Случай I-3.
- Рис. 9а, б. Траектории электронов на фазовой плоскости. Случай I-3.
Рис. 9а. Группа I. Сплошная линия - $N = 2$ и 4; пунктир - $N = 3$. (Таблица 3).
Рис. 9б. Группа 2. Сплошная линия $N = I5$ и $I8$; пунктир - $N = I7$. (Таблица 3).
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствуют положению впадин плотности.
- Рис. 10. Траектория электрона на фазовой плоскости и действующее на него поле E_N . $N = 2$ из группы I. Случай I-3.
Цифрами отмечены моменты времени.
Риски на шкале x соответствуют положению впадин плотности.
- Рис. 11. Зависимость от времени границ захвата $V_{\phi}^N \pm V_{\beta}^N$ основных гармоник. Случай I-3.
 $V_{\phi}^N = 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$.
Сплошные линии - $N_e = I, II, III, VI, IV$; пунктир - $N_e = XI, IX$.
Точки - максимальная скорость $V(x)$.

- Рис. 12. Области захвата основных гармоник и профиль скорости $V(x)$ в $t/T_{oe} = 3,5$. Случай I-3.
Сплошные линии - $N_e = III$ и VI ; пунктир - $N_e = XI$.
- Рис. 13. Траектории пробных частиц на фазовой плоскости. Случай I-3.
Группа 4. Сплошная линия - $N = II$ и $I3$; пунктир - $N = I4$ (Таблица 4).

Figure captions

- Fig. 1a. Time dependence of the maximum electric field energy density E_m^2/E_0^2 . Case 1-2.
 E_m - maximum of $E(x)$.
- Fig. 1b. Time dependence of the electric field energy W_E and the energy of electrons $\Delta W_e = W_e - W_e^0$. Case 1-2.
- Fig. 2a. Phase plane of electrons at different moments. Case 1-2.
 Figures - electron numbers N , groups 1 and 2 (Table 1).
 Arrows - upper trapping boundary $V_{ph}^N + 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$.
- Fig. 2b. Distribution of the potential $e\varphi/T_e$, electric field E and density perturbation \tilde{n}/n_0 at different moments
 E is normalized on mr_d/eT_{oe}^2 .
- Fig. 3a, b. Electron trajectories on the phase plane. Case 1-2.
- Fig. 3a. Group 1. Solid lines - $N = 4$ and 1; dotted line - $N = 0$; pointed line - $N = 3$ (Table 1).
- Fig. 3b. Group 2. Solid lines - $N = 14$ and 15; 11 and 12; dotted line - $N = 16$; pointed line - $N = 13$ (Table 1).
 Figures - time moments.
 Marks on the X -scale - regions of electric field localization.
- Fig. 4a, b. Electron trajectory on the phase plane and electric field acting on the electron E_N . $N = 3$ (Fig. 4a) and $N = 4$ (Fig. 4 b), group 1 (Table 1). Case 1-2.
 Figures - time moments
 Marks on the X -scale - regions of electric field localization.
- Fig. 5. Time dependence of the trapping boundaries $V_{ph}^N \pm V_{tz}^N$ for the main Langmuir wave modes. $V_{tz}^N = 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$. Case 1-2.
 Solid line - $N_e = I$; dotted line - $N_e = II$;

- pointed line - $N_e = III$.
 Dots - maximum velocity of $V(x)$.
- Fig. 6. Trapping regions of the main Langmuir wave modes and velocity distribution $V(x)$ at $t/T_{oe} = 13,4$. Case 1-2.
 Solid line - $N_e = I$; dotted line - $N_e = II$; pointed line - $N_e = III$.
- Fig. 7a. Time dependence of the maximum electric field energy density E_m^2/E_0^2 . Case 1-3.
 E_m - maximum of $E(x)$.
- Fig. 7b. Time dependence of electric field energy W_E and the energy of electrons $\Delta W_e = W_e - W_e^0$. Case 1-3.
- Fig. 8a. Phase plane of electrons at different moments. Case 1-3.
 Figures - electron numbers N , groups 1, 2 and 3 (Table 3).
 Arrows - upper trapping boundary $V_{ph}^N + 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$.
- Fig. 8b. Distribution of the potential $e\varphi/T_e$, electric field E and density perturbation \tilde{n}/n_0 at different moments. Case 1-3.
 E is normalized on mr_d/eT_{oe}^2 .
- Fig. 9a, b. Electron trajectories on the phase plane. Case 1-3.
 Fig. 9a. Group 1. Solid lines - $N = 15$ and 18; dotted line - $N = 17$ (Table 3).
 Figures - time moments.
 Marks on the X -scale - position of the density cavities.
- Fig. 10. Electron trajectory on the phase plane and electric field acting on the electron E_N . $N = 2$, group 1. Case 1-3.
 Figures - time moments
 Marks on the X -scale - position of the density cavities.
- Fig. 11. Time dependence of the trapping boundaries $V_{ph}^N \pm V_{tz}^N$ for the main Langmuir wave modes. $V_{tz}^N = 2\sqrt{\frac{e\varphi^N}{m}}$. Case 1-3.

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

Fig. 12. Trapping regions of the main Langmuir wave modes and velocity distribution $V(x)$ at $t/T_{oe} = 3,5$.
 Case 1-3.

Solid lines - $N_e = III$ and VI ; dotted line - $N_e = XI$.

Fig. 13. Test particle trajectories on the phase plane.
 Case 1-3.

Group 4. Solid lines - $N = 11$ and 13 ; dotted line - $N = 14$ (Table 4).

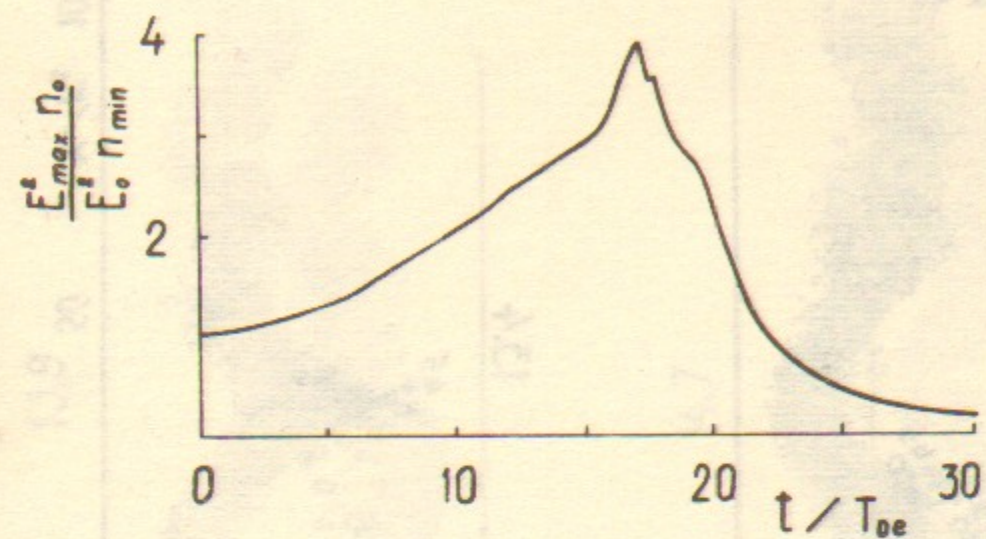


Рис.1а. Случай I-2

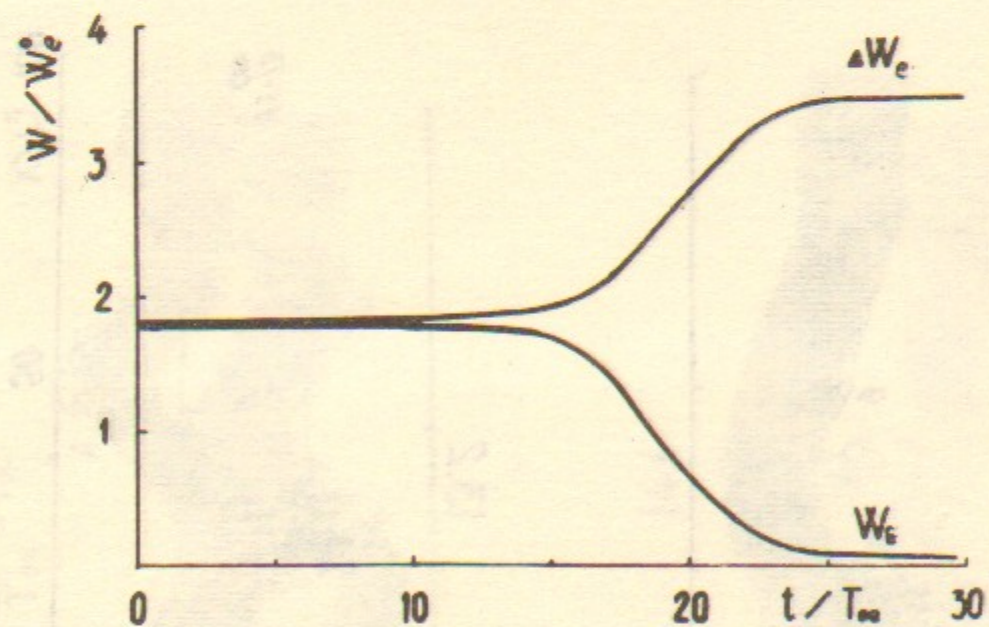


Рис.1б. Случай I-2

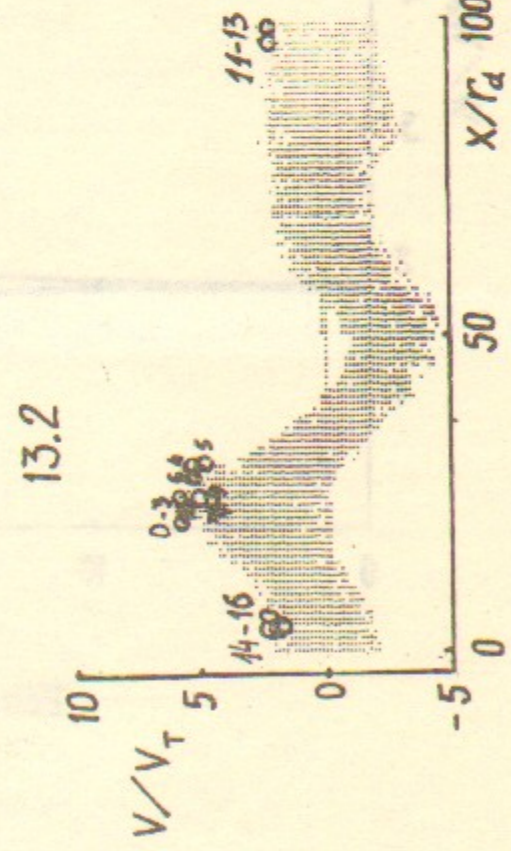
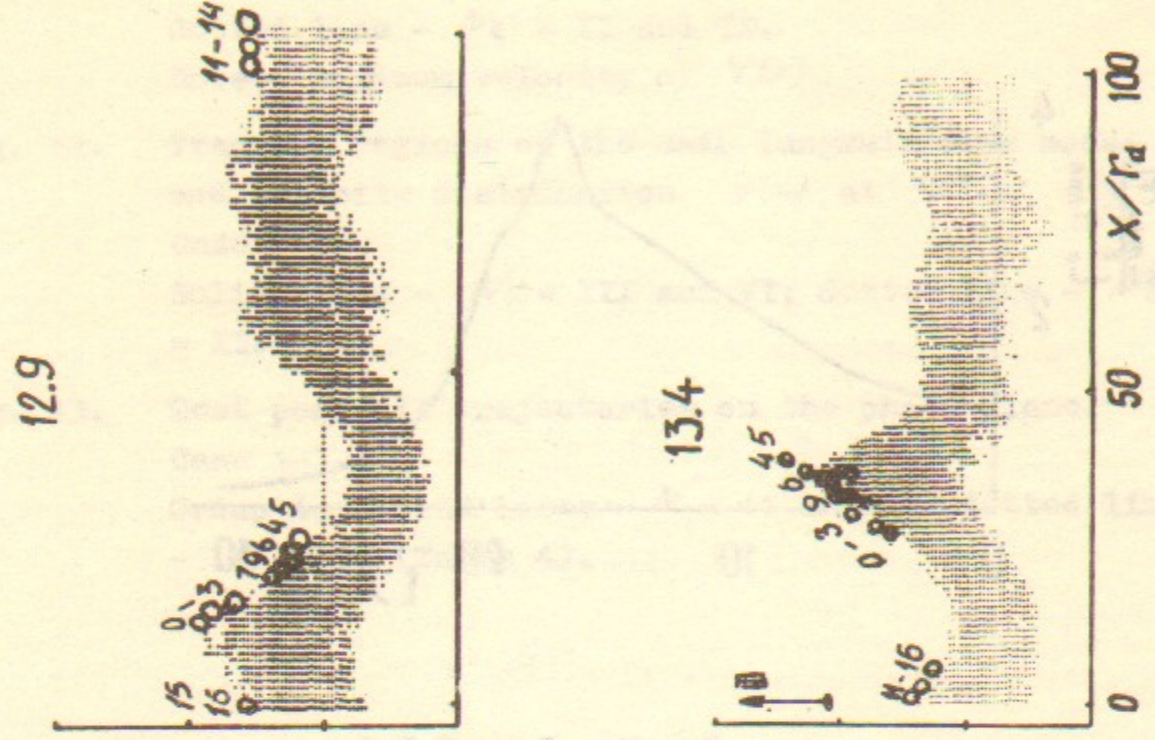
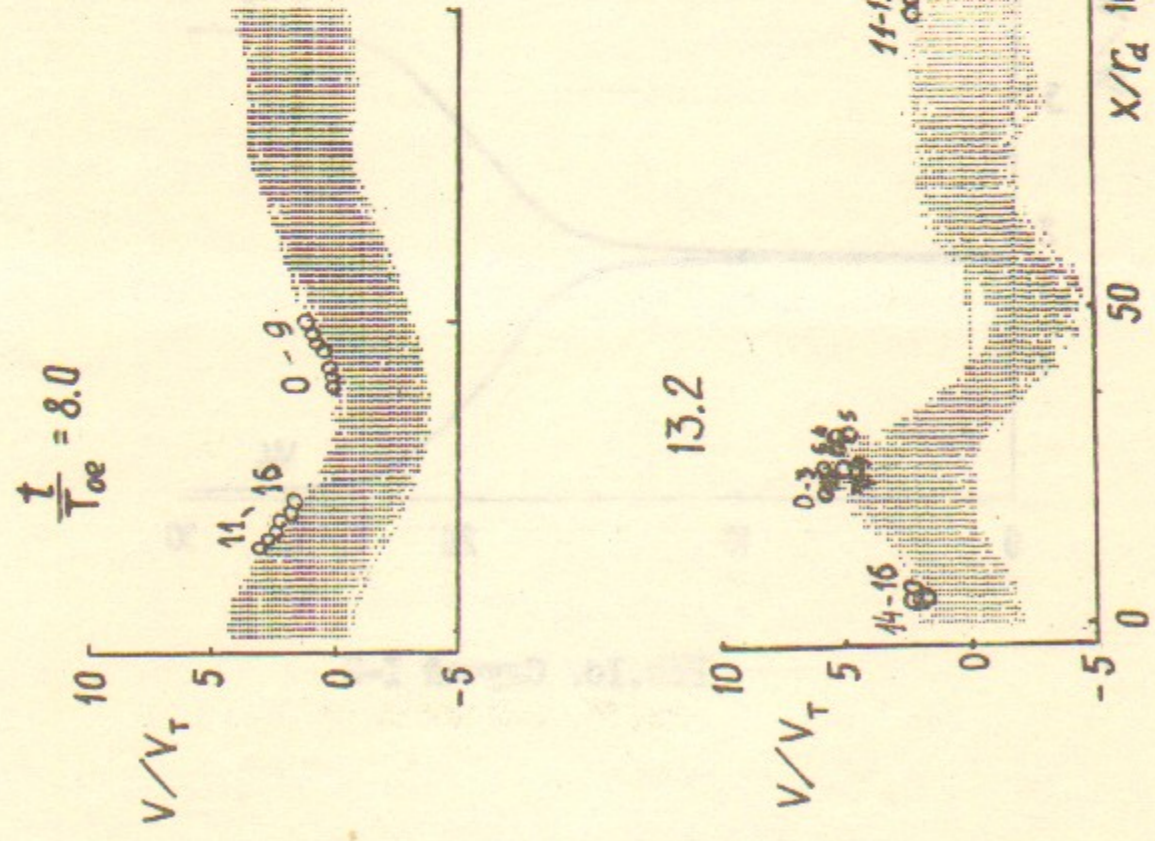


Рис. 2а. Случай I-2

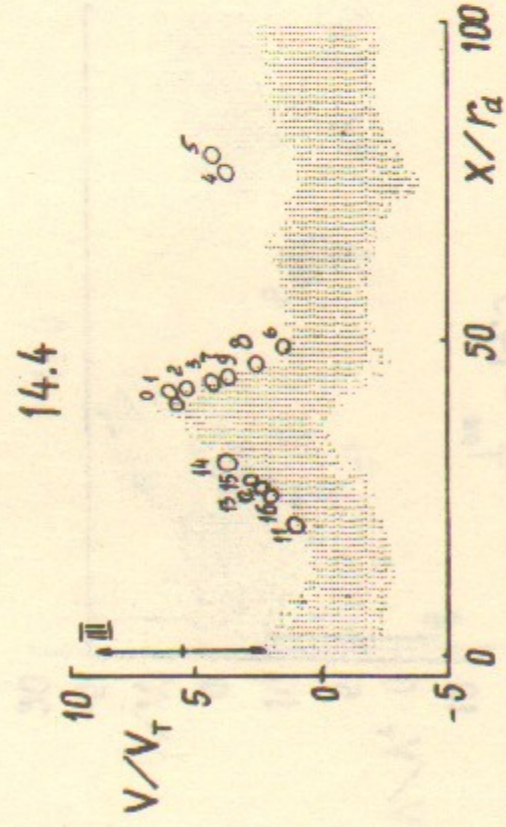
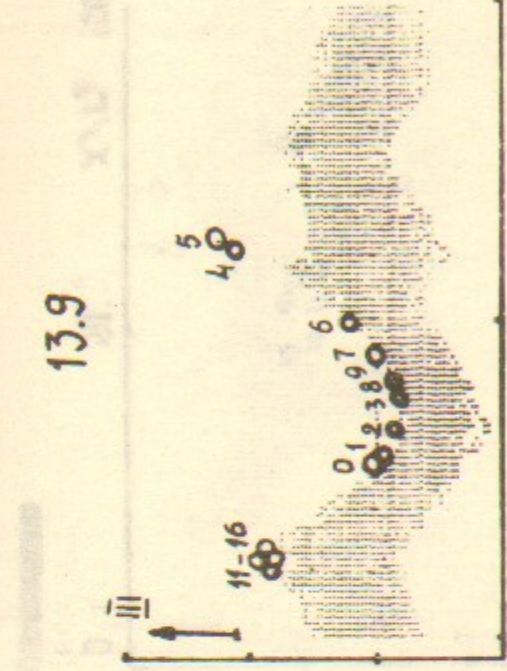
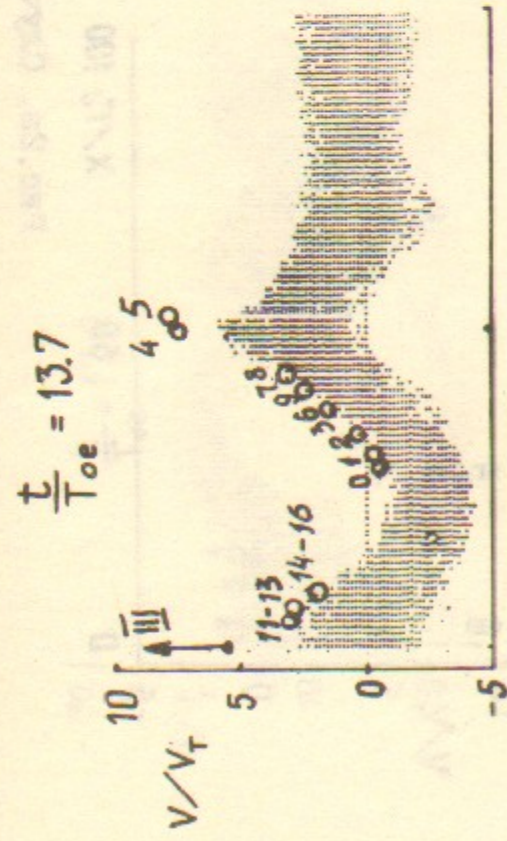
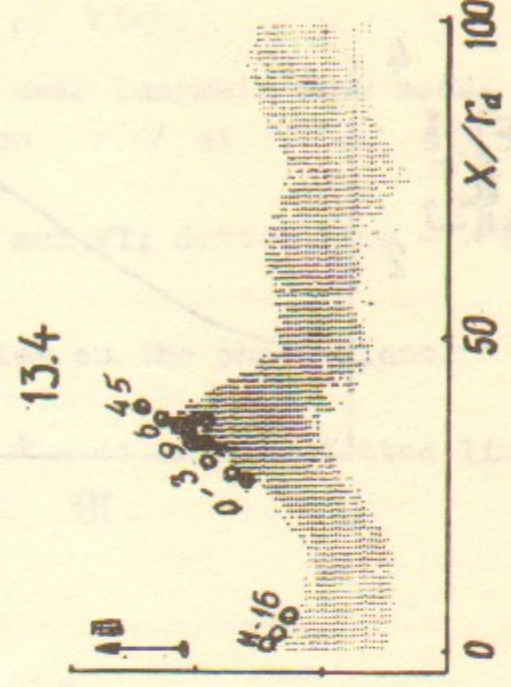
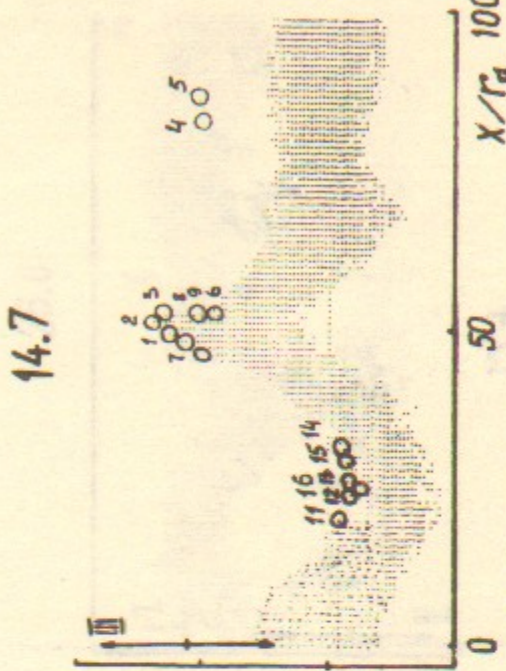


Рис. 2а. Случай I-2. Продолжение



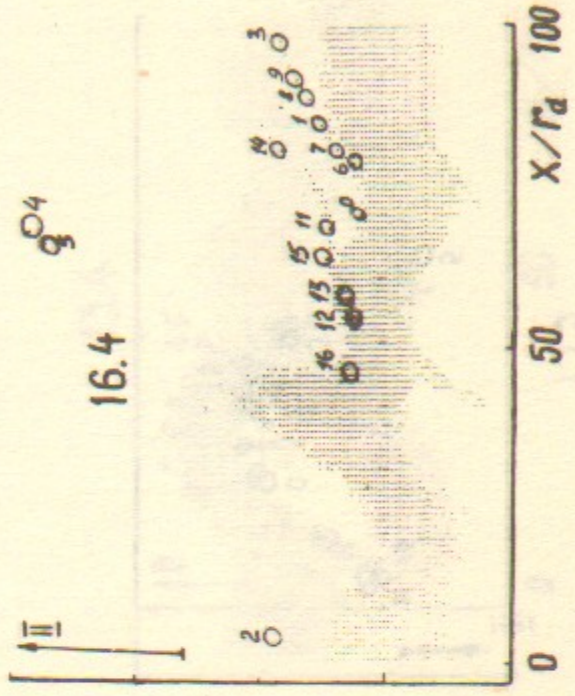
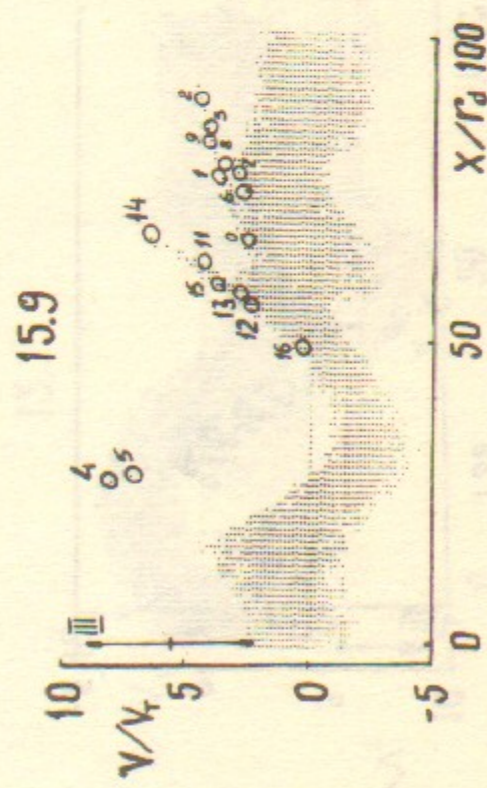
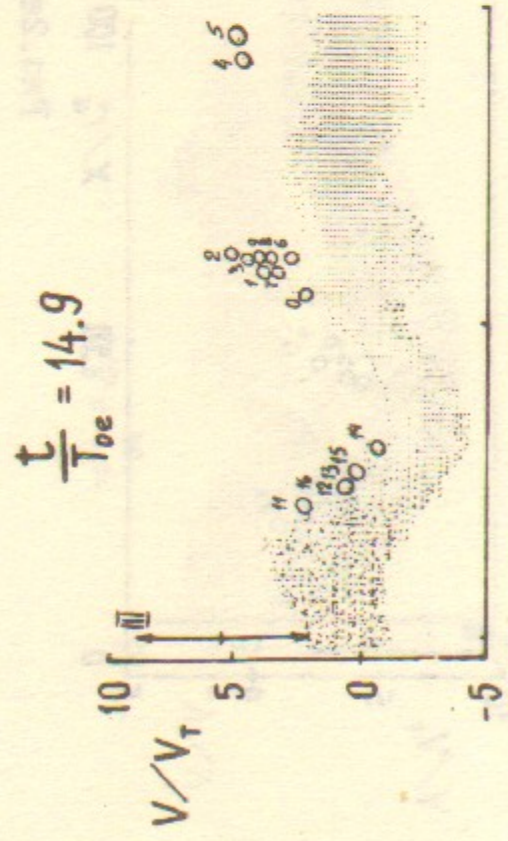


Рис.2а. Случай I-2. Продолжение

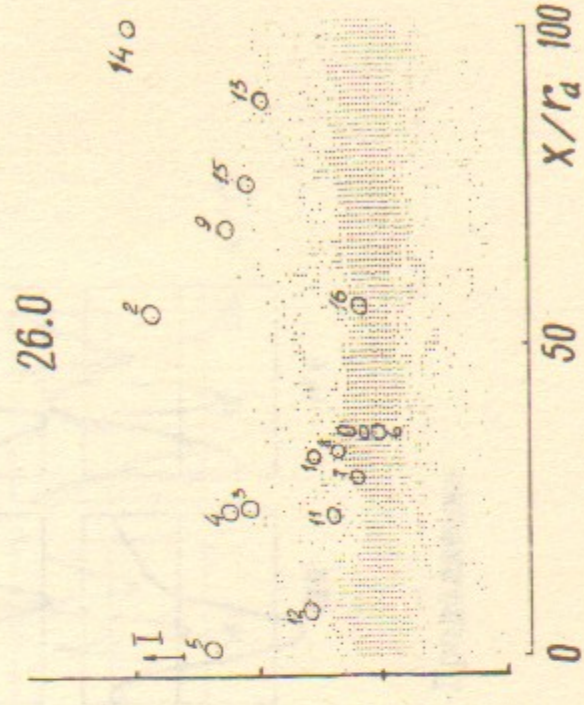
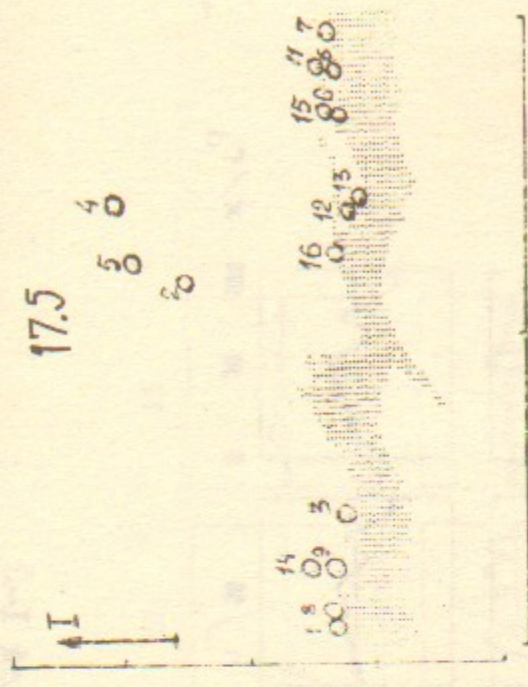
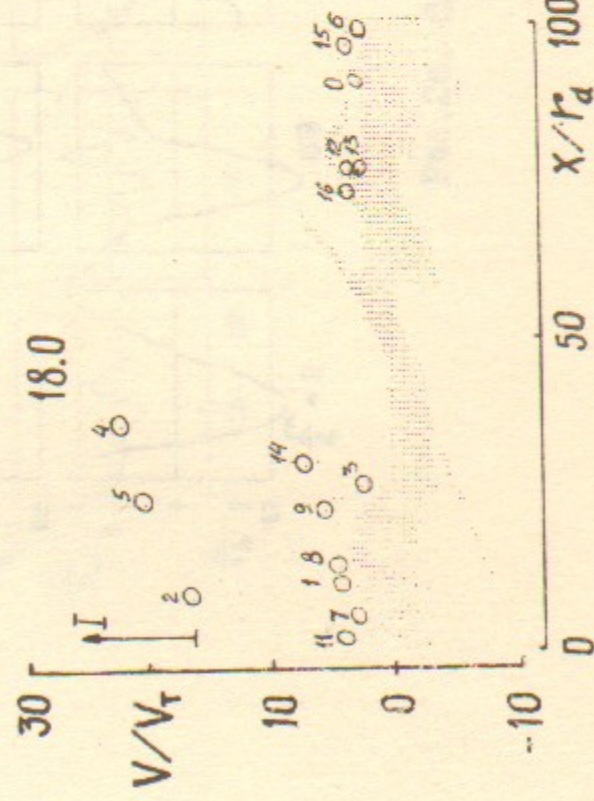
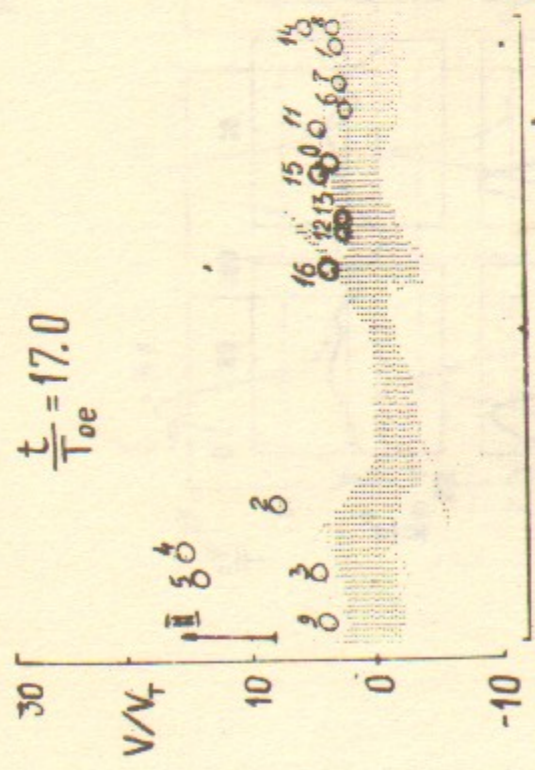


Рис.2а. Случай I-2. Продолжение

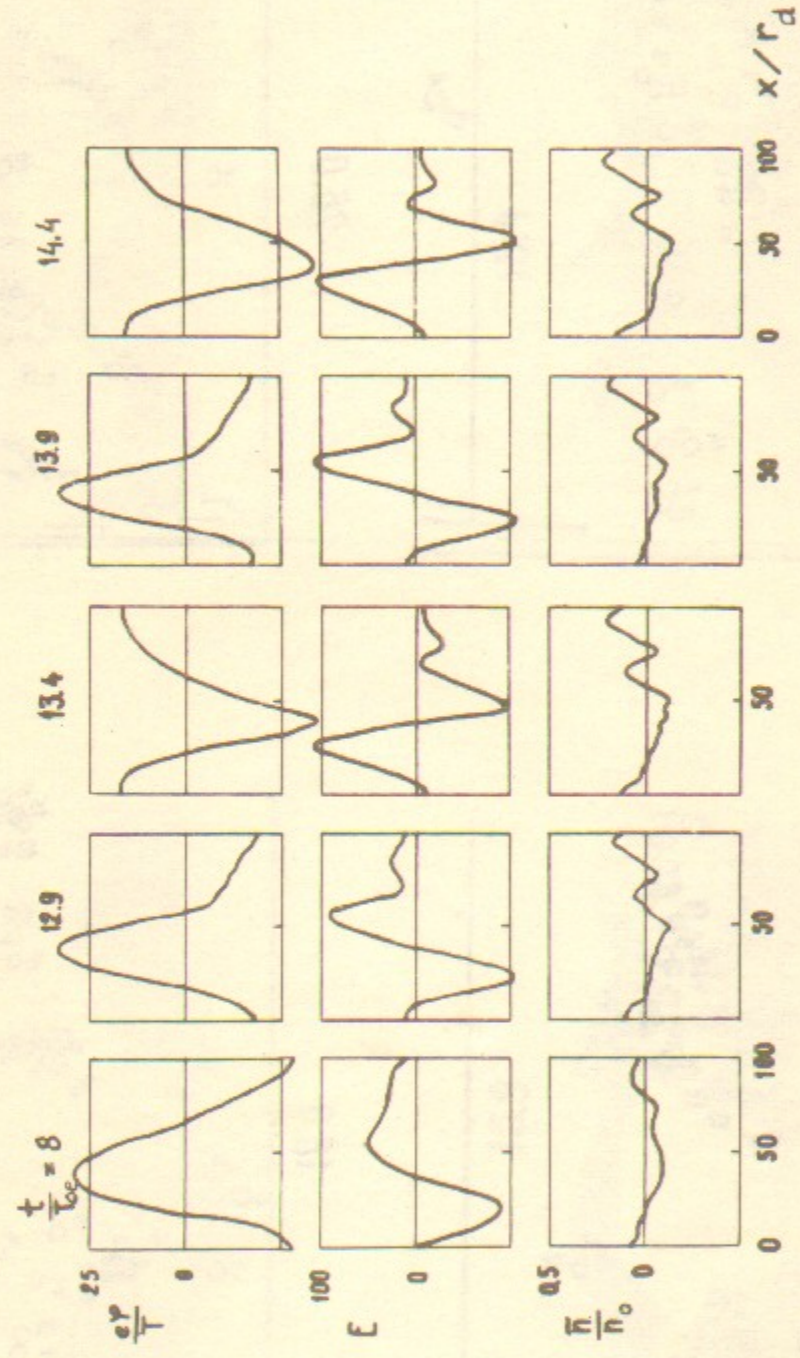


Рис.26. Случай I-2

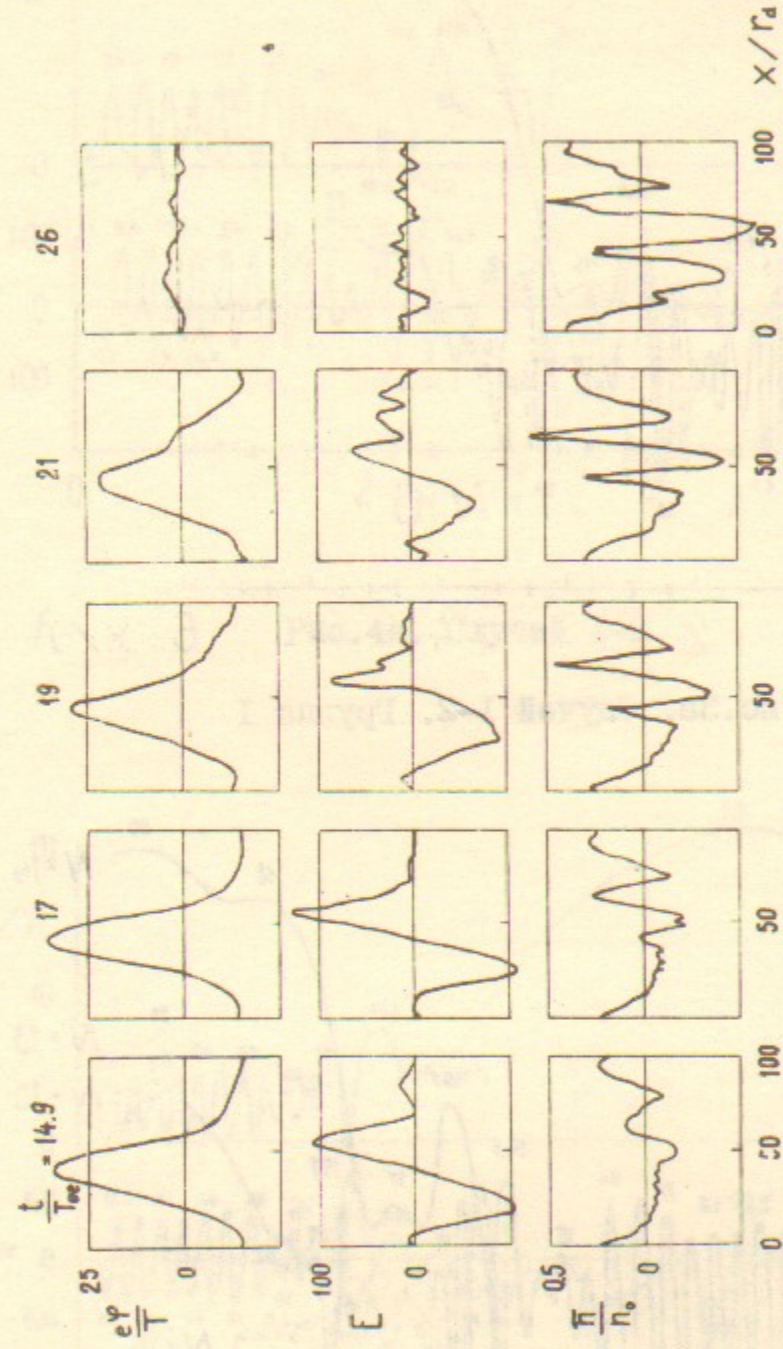


Рис.26. Случай I-2. Продолжение

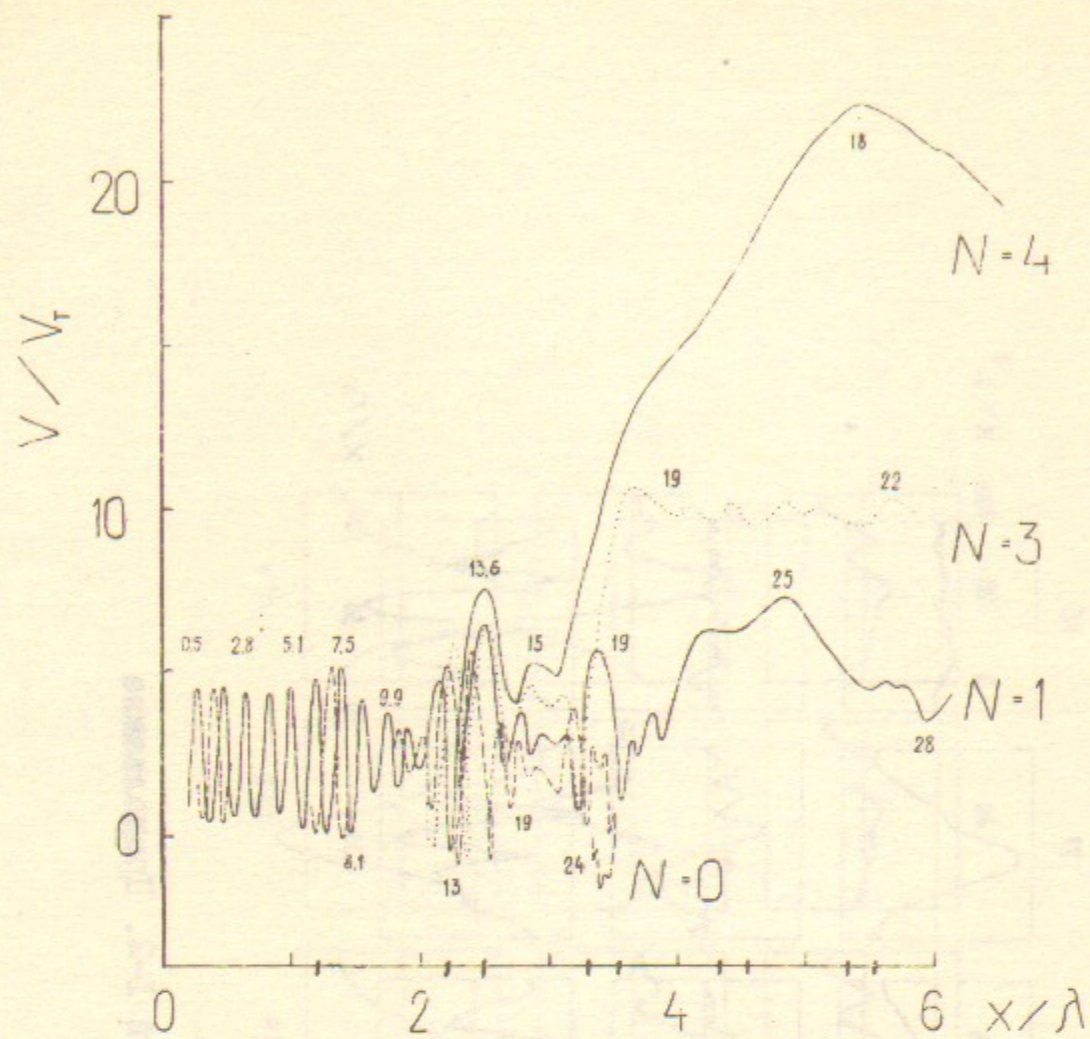


Рис.3а. Случай I-2. Группа I

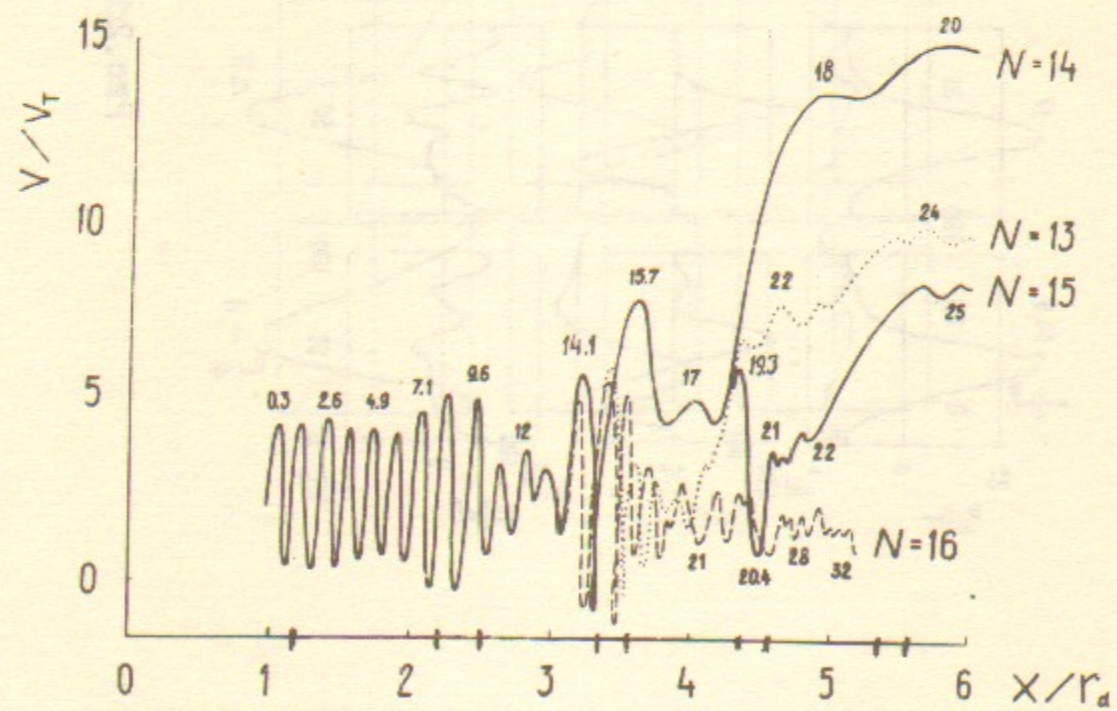


Рис.3б. Случай I-2. Группа 2

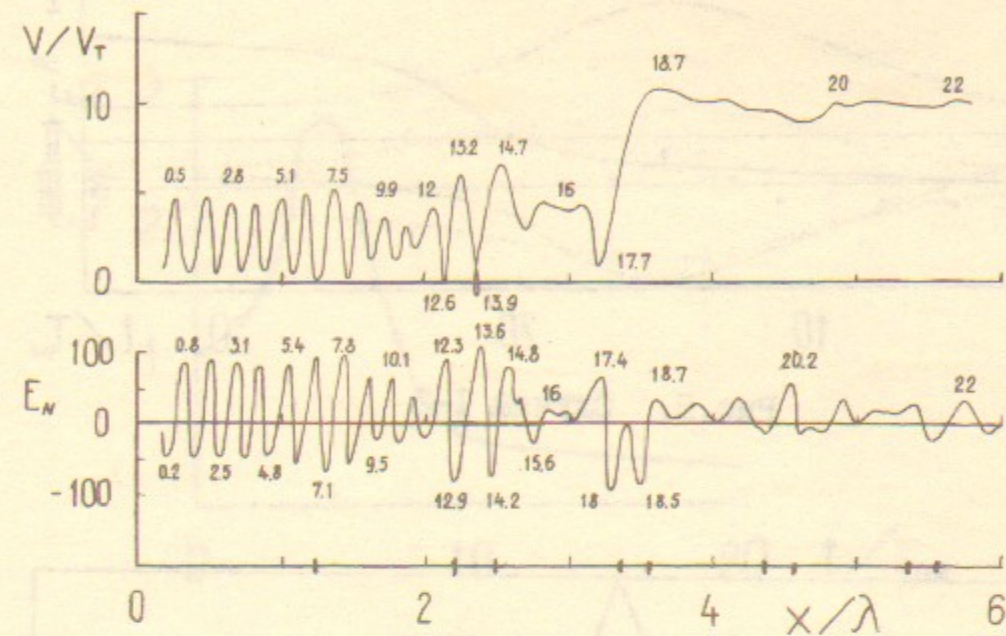


Рис.4а. Случай I-2

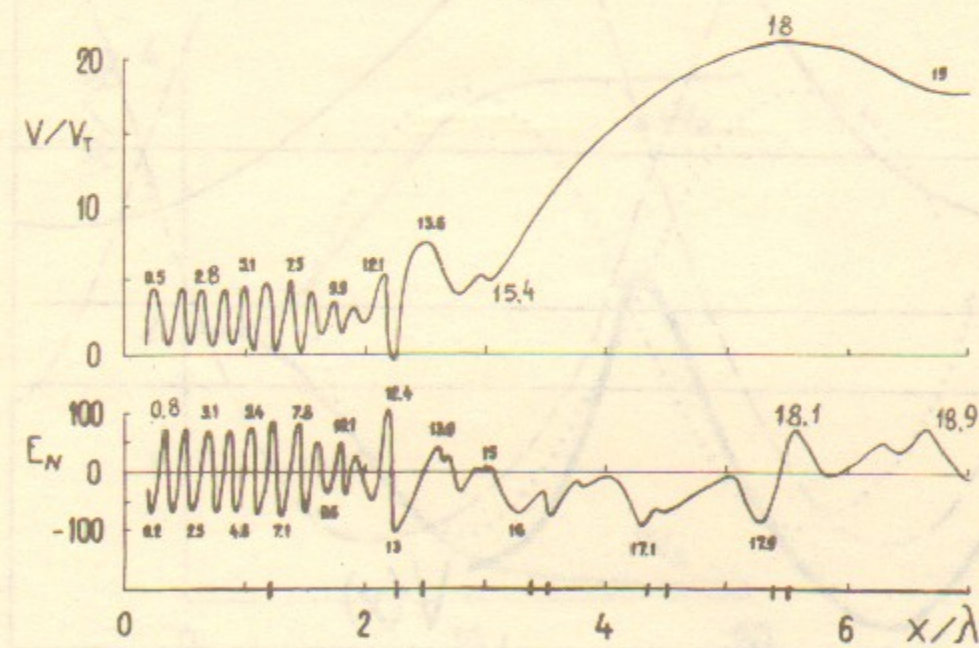


Рис.4б. Случай I-2

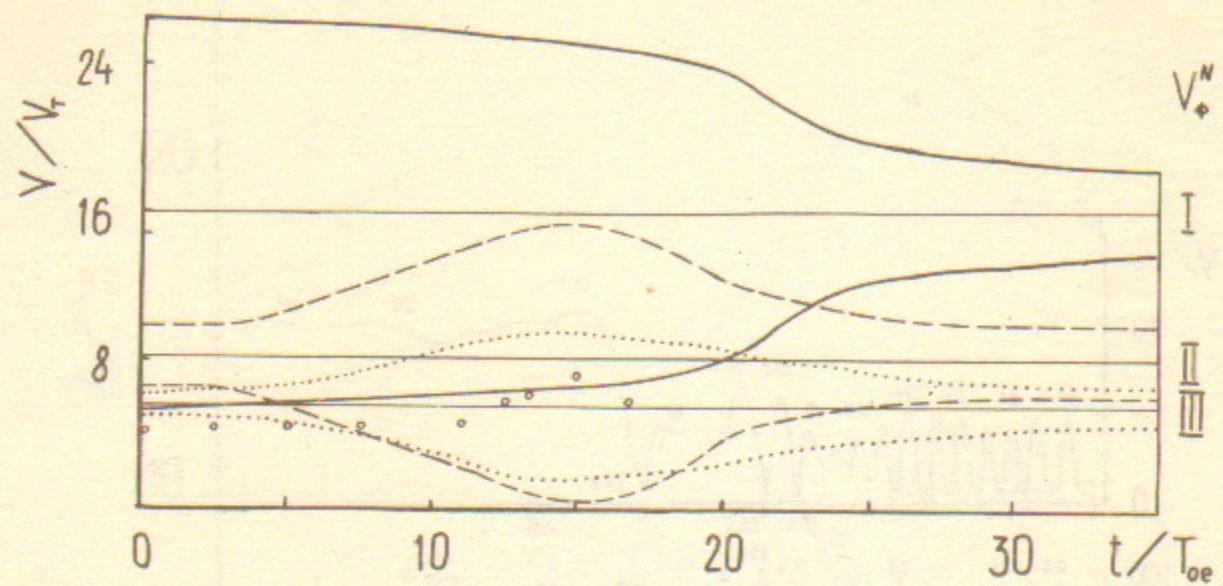


Рис.5. Случай I-2

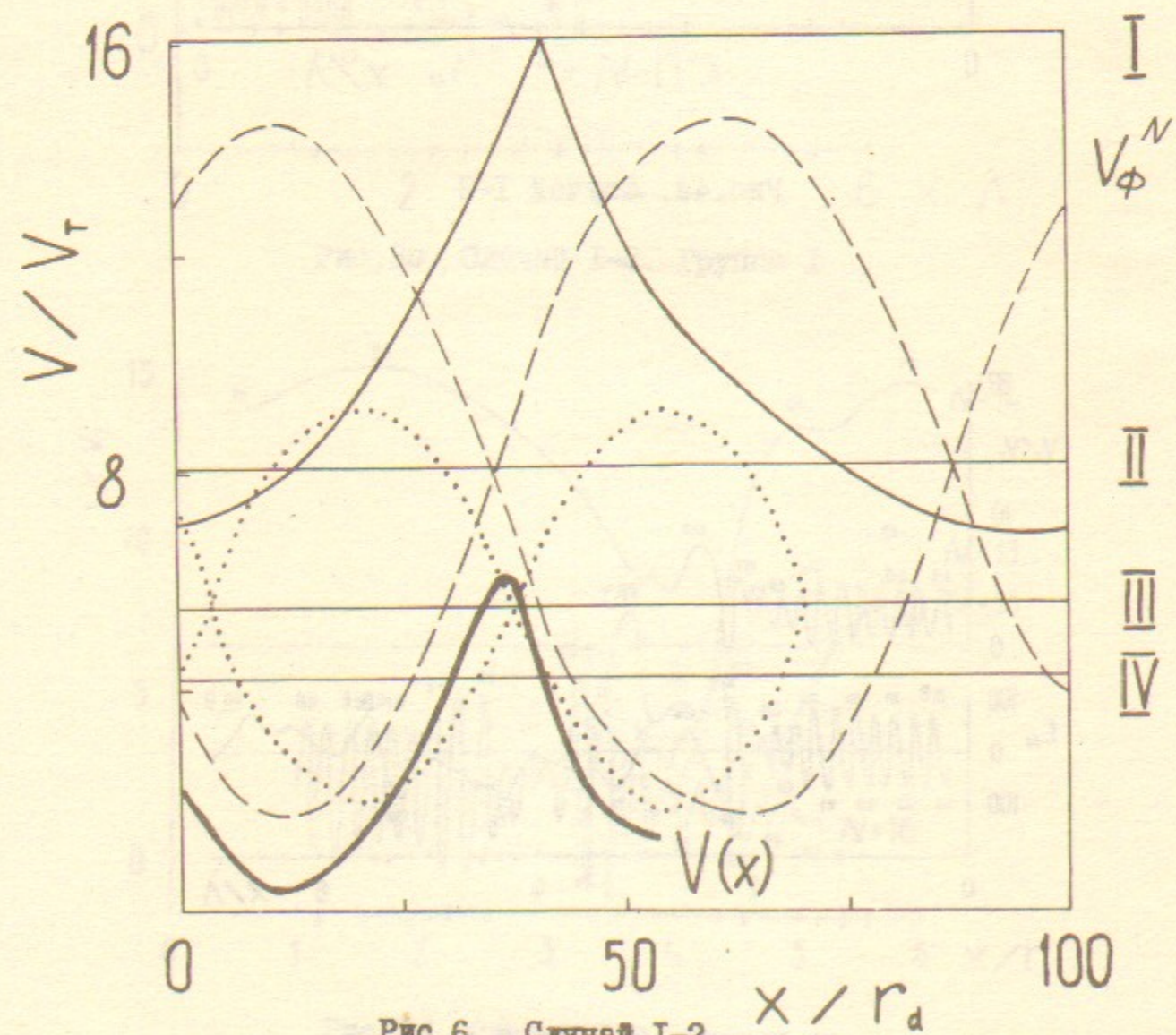


Рис.6. Случай I-2

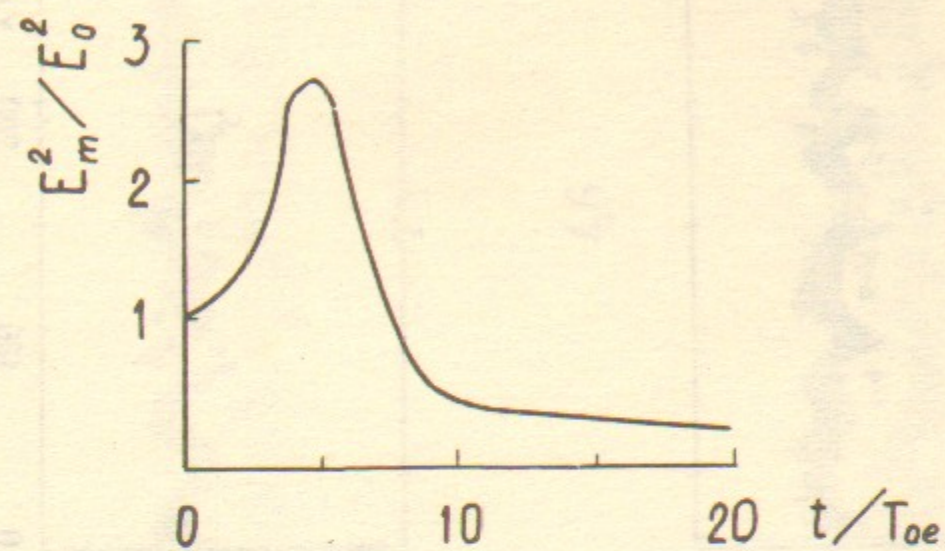


Рис.7а. Случай I-3

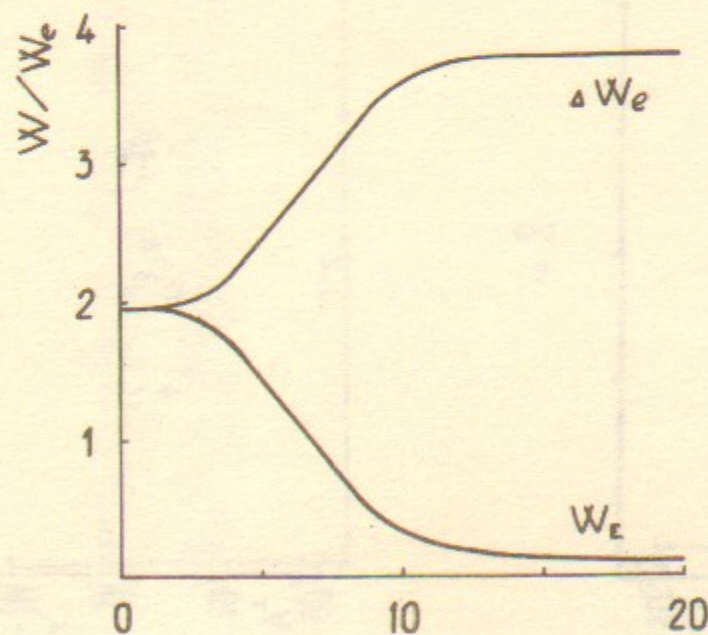


Рис.7б. Случай I-3

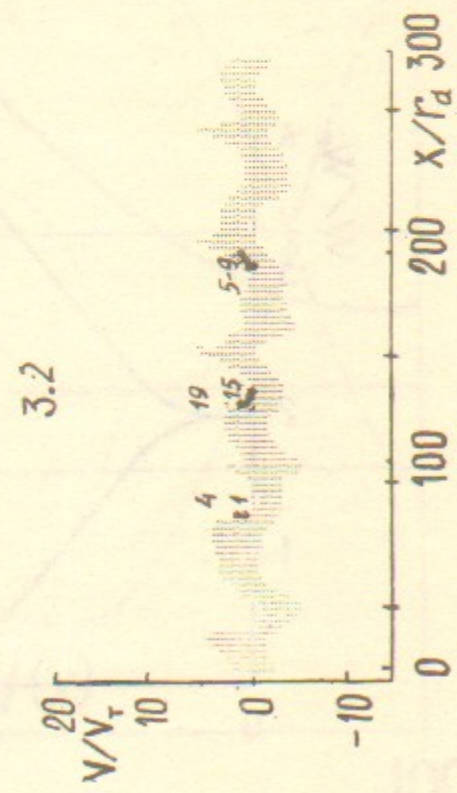
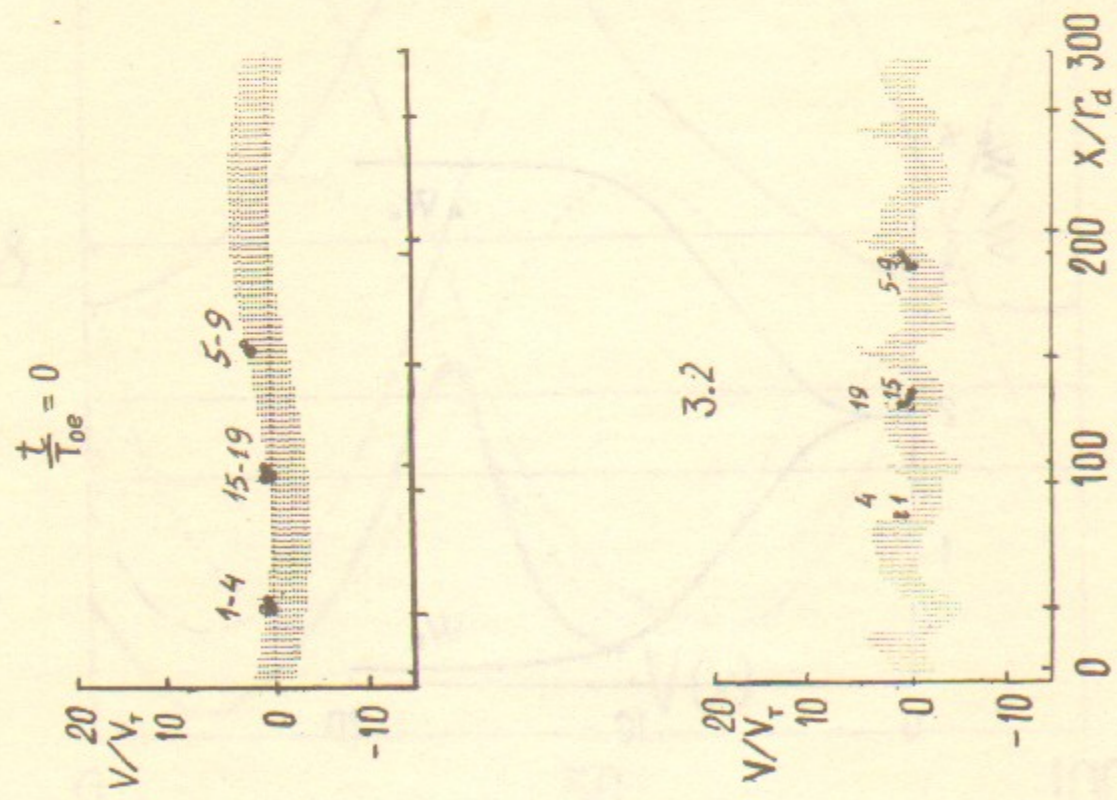


Рис. 8а. Случай I-3

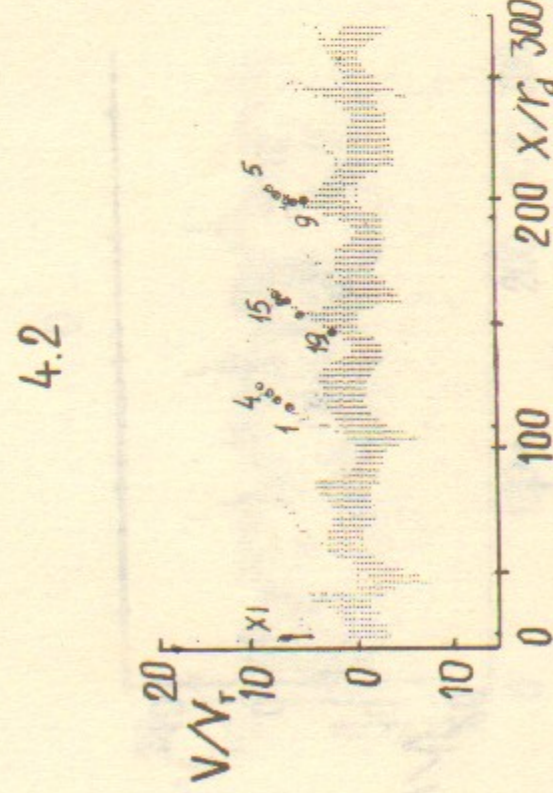
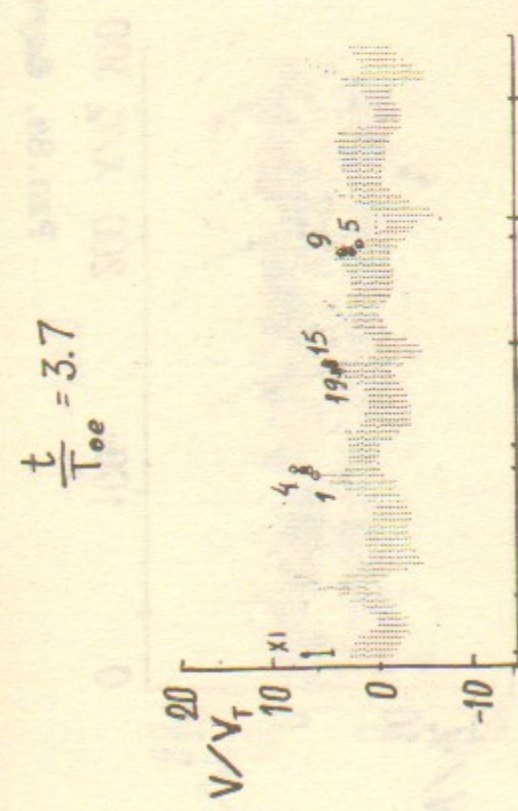
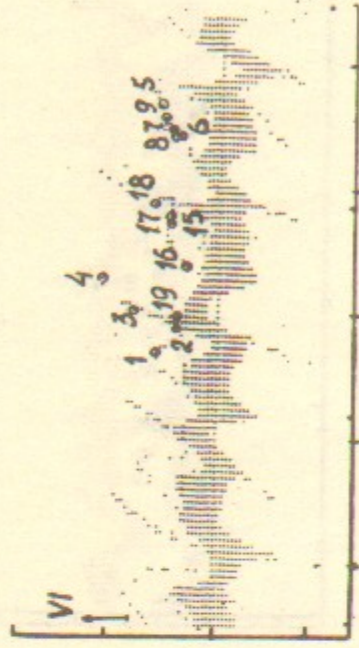


Рис. 8а. Случай I-3. Продолжение

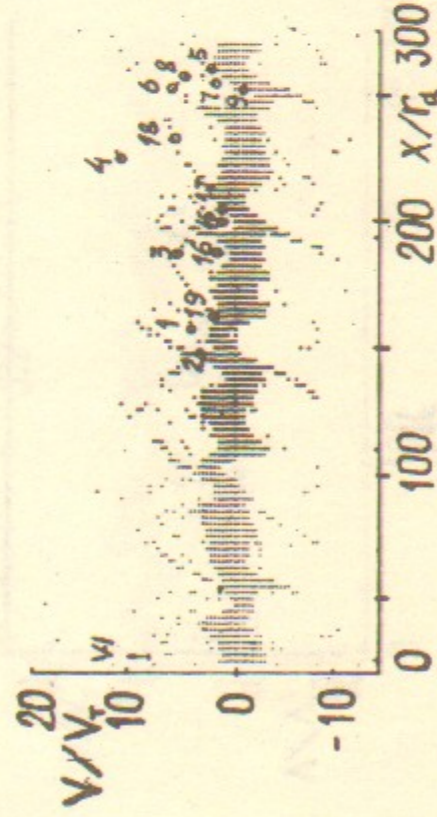
$$\frac{t}{T_{oc}} = 4.7$$



$$5.0$$



$$6.0$$



$$8.0$$

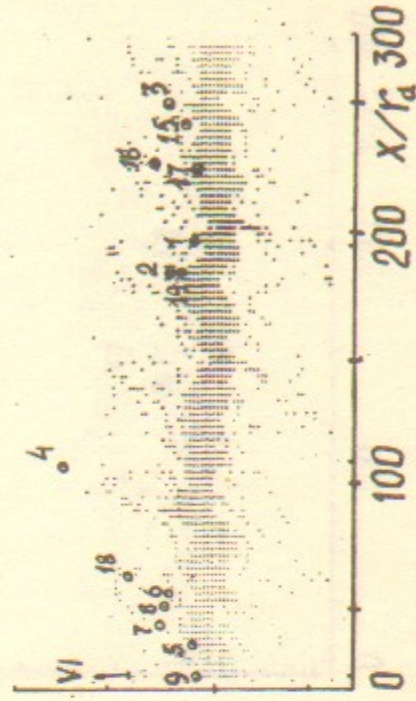
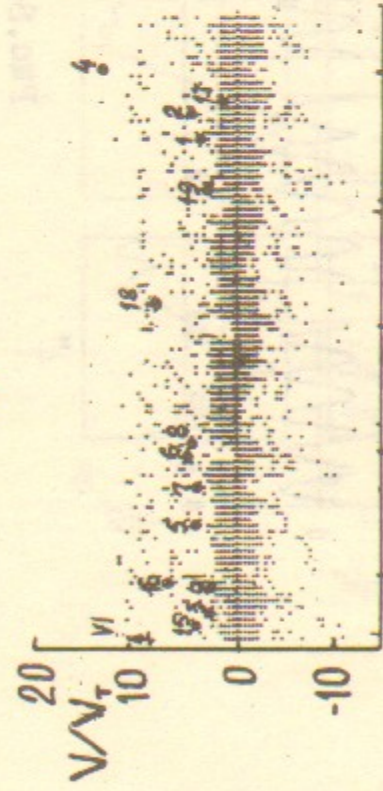
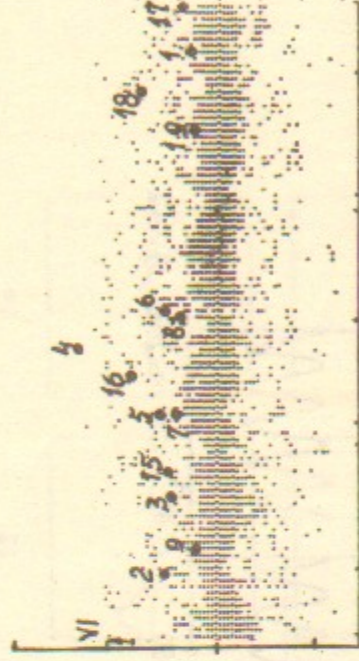


Рис. 8а. Случай I-3. Продолжение

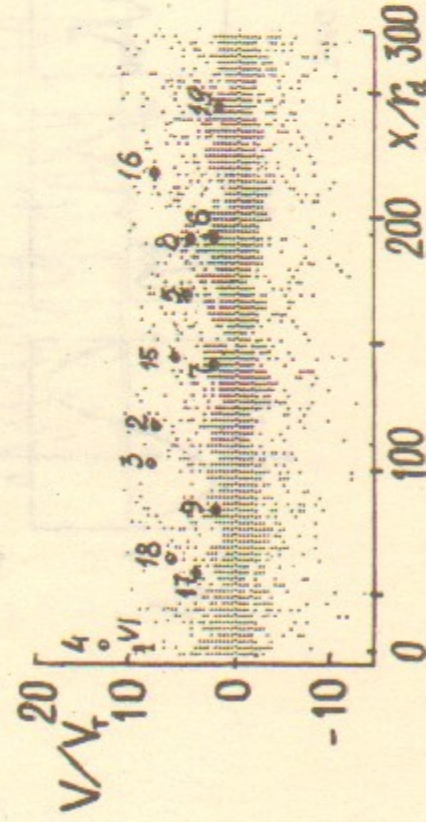
$$\frac{t}{T_{oc}} = 10.0$$



$$12.0$$



$$14.0$$



$$16.0$$

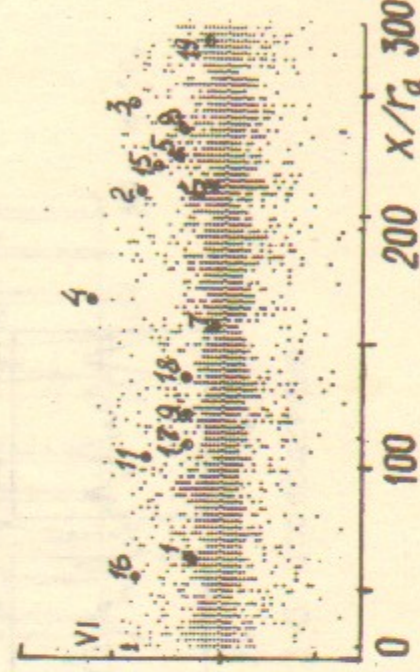


Рис. 8а. Случай I-3. Продолжение

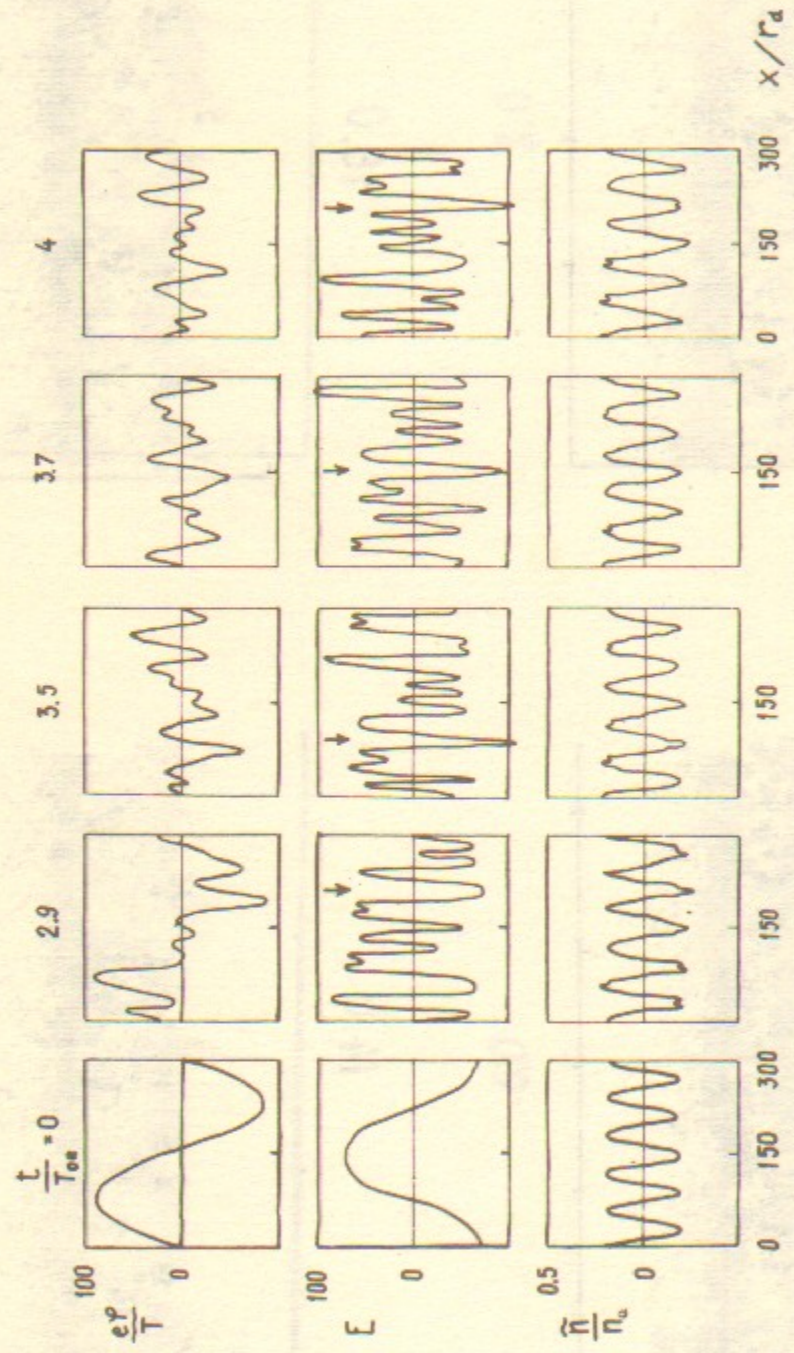


Рис.86. Случай I-3

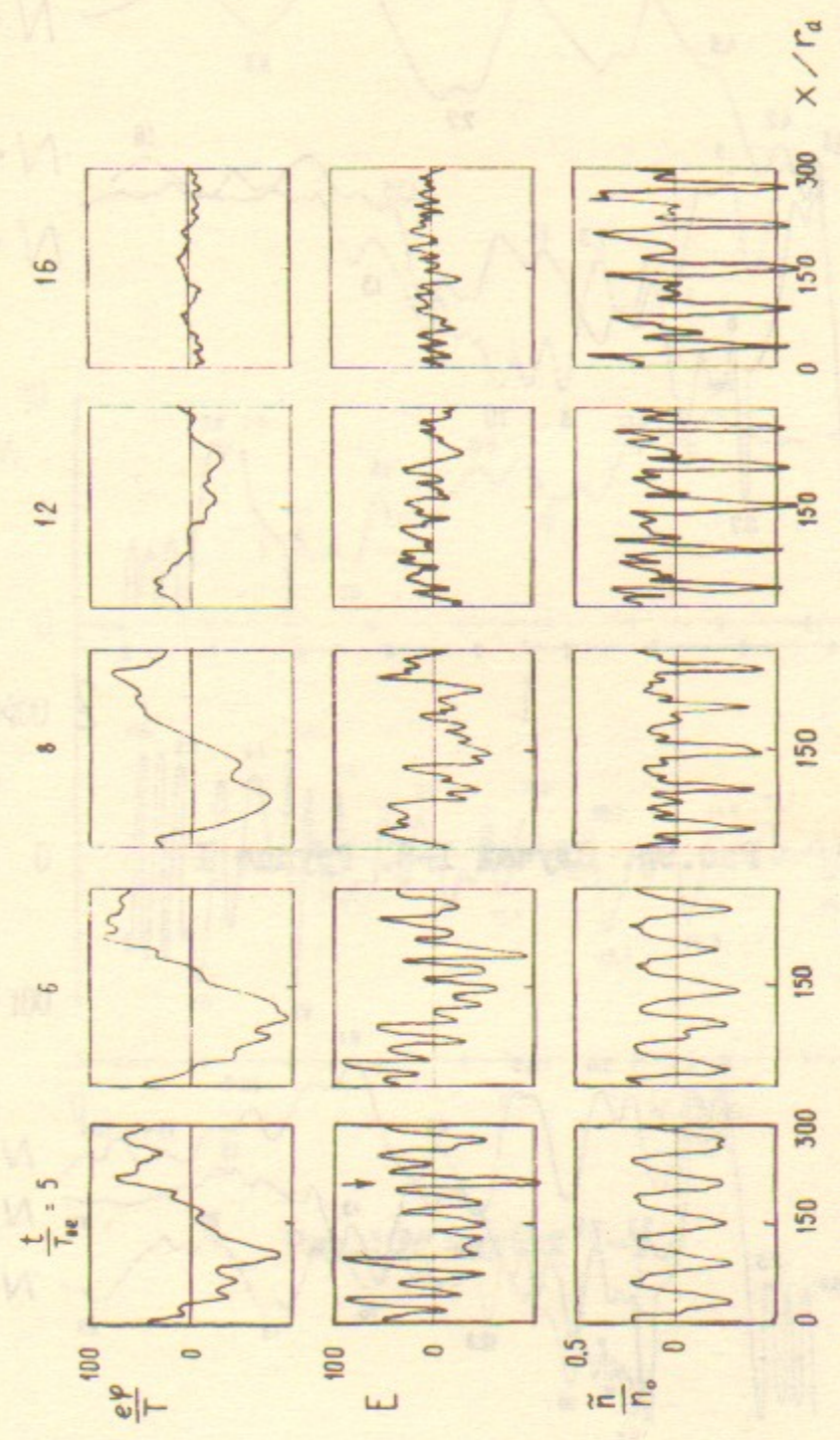


Рис.86. Случай I-3 Продолжение

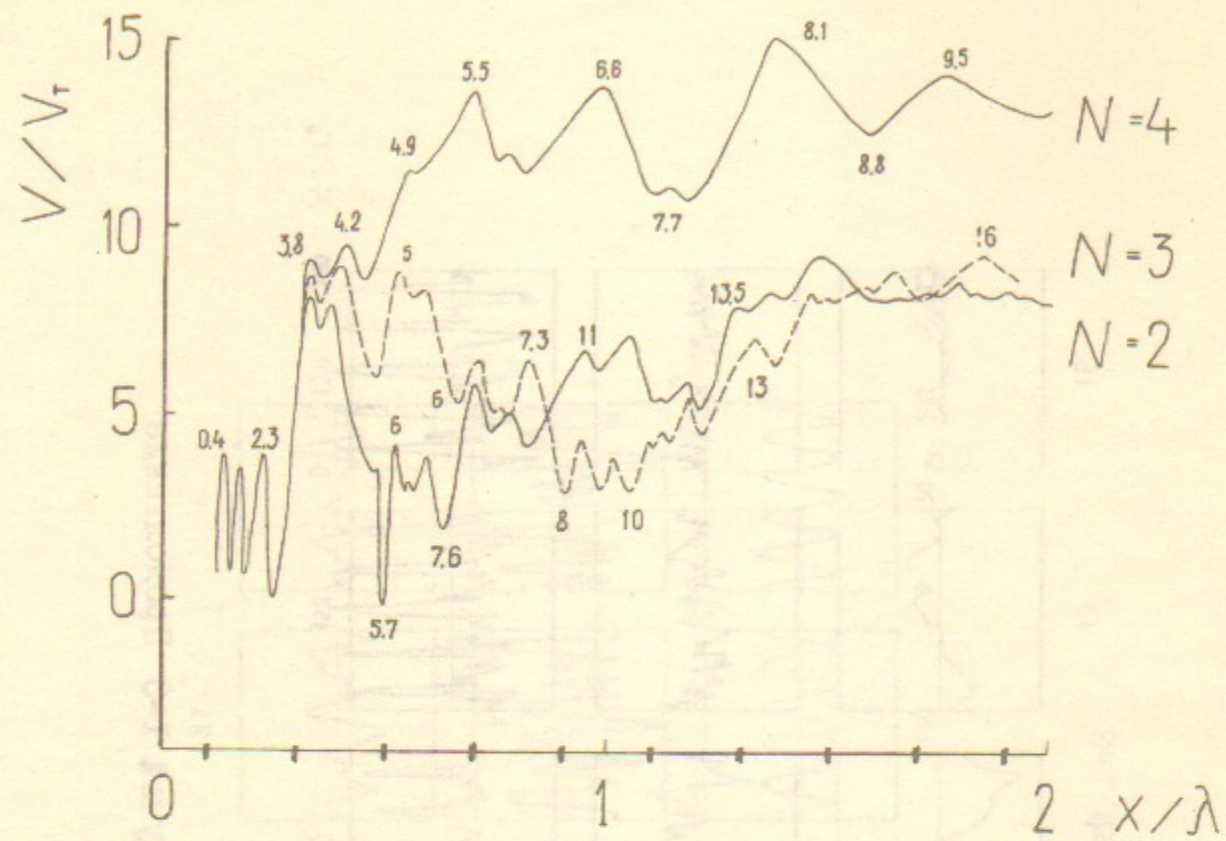


Рис.9а. Случай I-3. Группа I

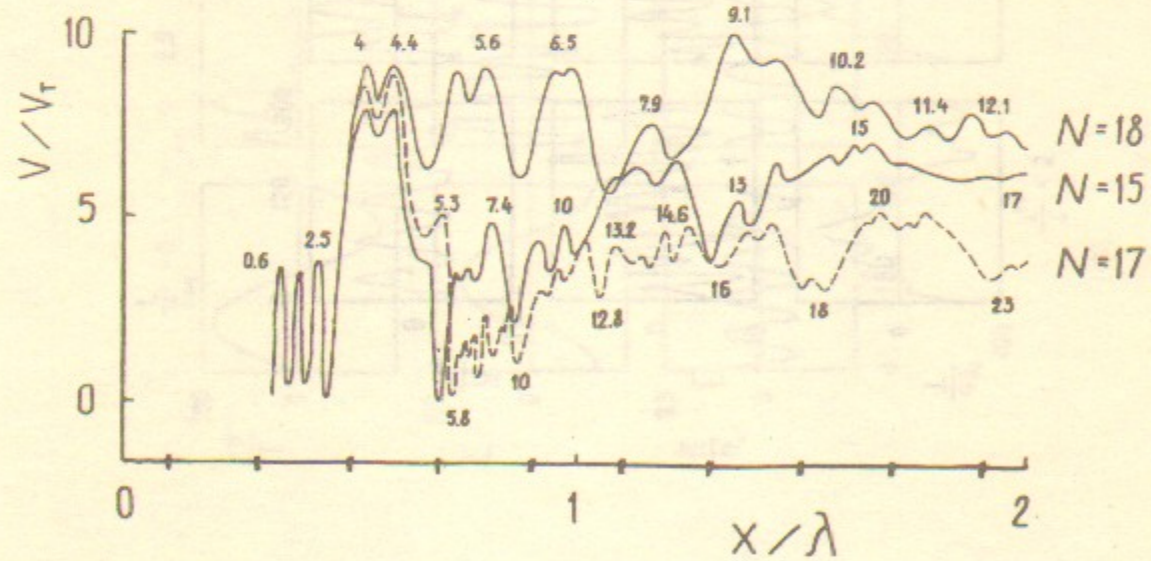


Рис.9б. Случай I-3. Группа 2

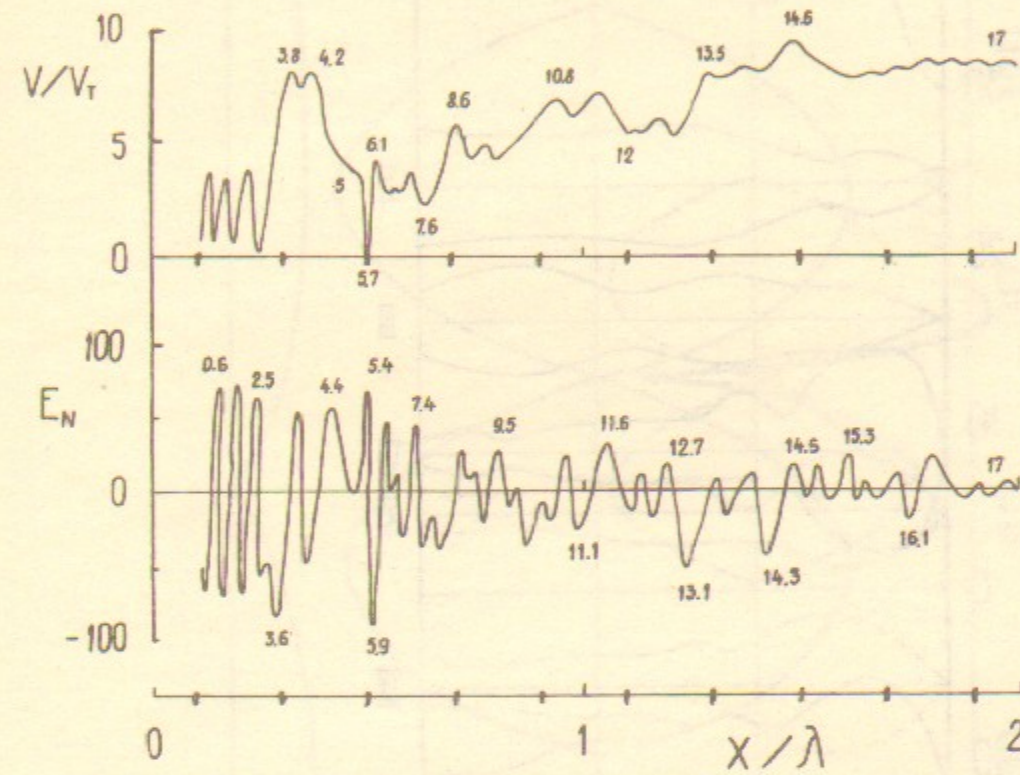


Рис.10. Случай I-3

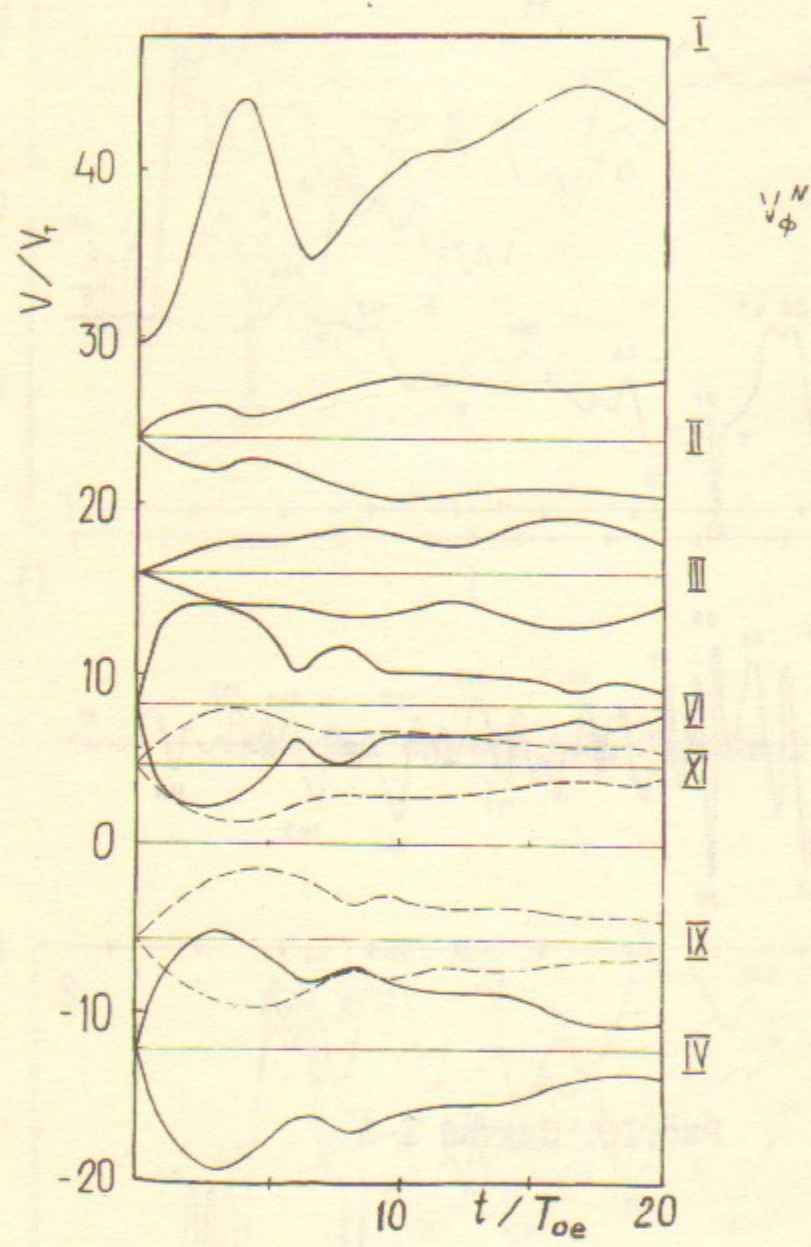


Рис. II. Случай I-3

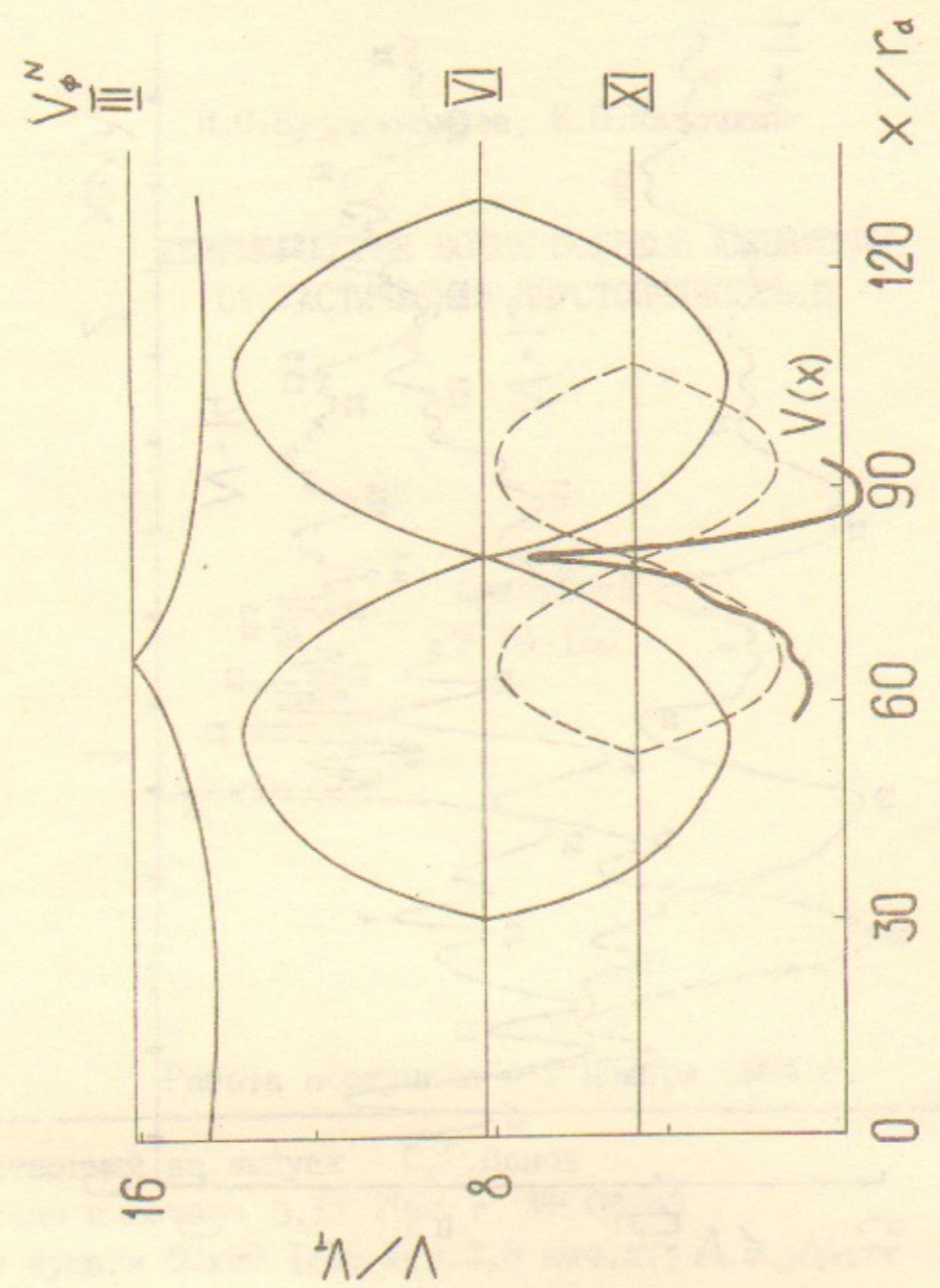


Рис. 12. Случай I-3

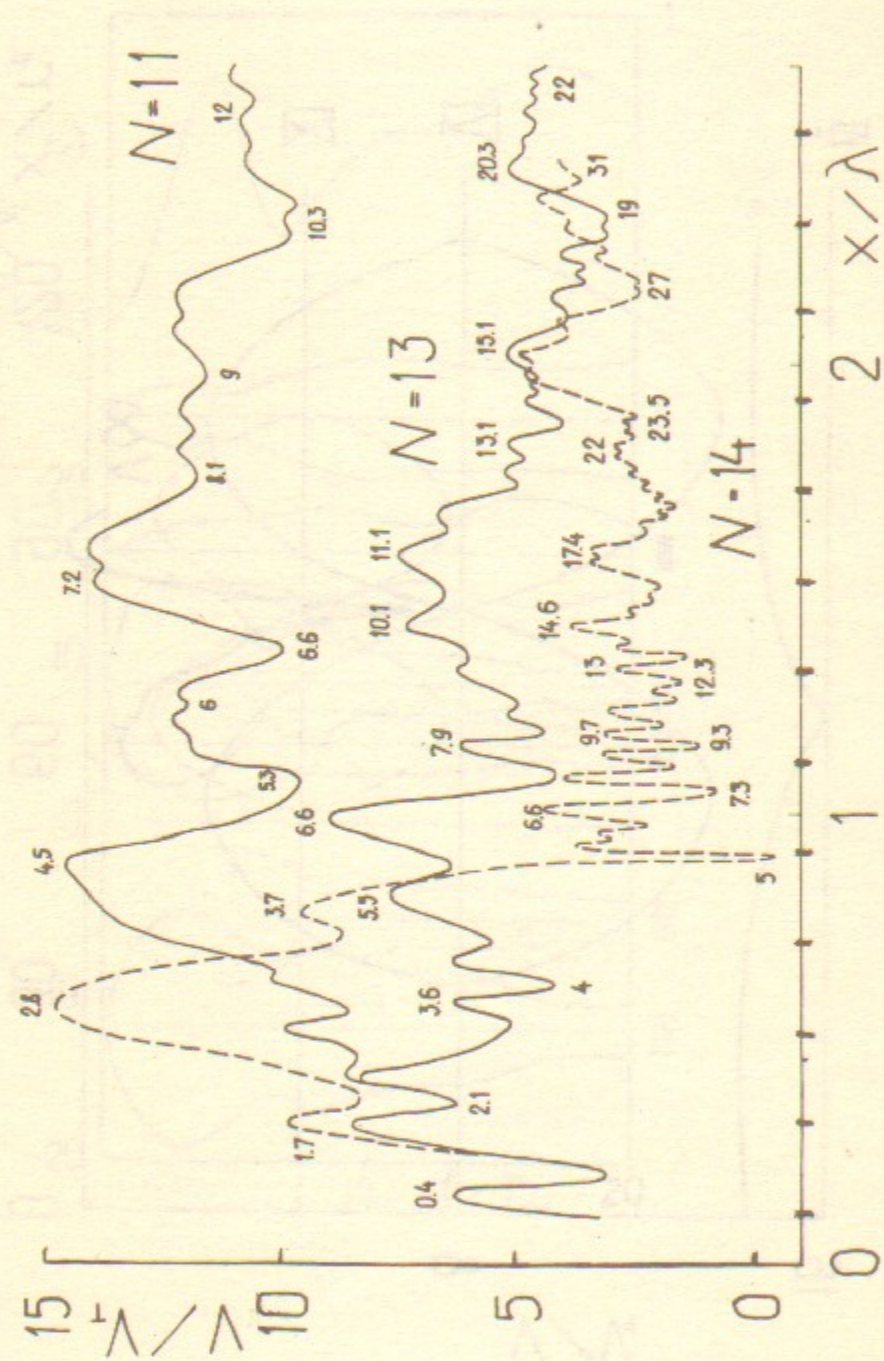


Рис. 13. Случай I-3. Группа 4

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ.
СТОХАСТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ.П.

Препринт
№ 84-150

Работа поступила - 1 ноября 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 5.12.1984 г. МН 06243

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.3,0 печ.л., 2,8 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 150.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90