



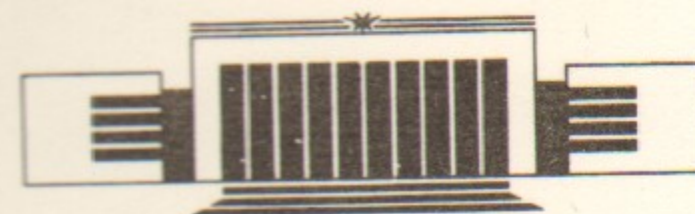
55

Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

ВОЛНА БГК ТИПА КОЛЕЦ.
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ САТЕЛЛИТОВ

ИЯФ 95-88



НОВОСИБИРСК

Волна БГК типа колец. Неустойчивость спутников

Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики
им.Г.И.Будкера СО РАН"
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости волны БГК типа колец захваченных электронов на фазовой плоскости. Параметры волны: $\lambda^B/r_d = 100$; $V_\phi^B/V_T \sim 16$; $V_s^B/V_T \sim 5.3$ ($V_s = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$); длина системы $L/r_d \sim 300 - 500$.

Найдено, что волна БГК типа колец, подобно волне БГК типа сгустков, неустойчива относительно возбуждения спутников — ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $V_\phi^N < V_\phi^B$. Возможно и возбуждение спутников с $V_\phi^N > V_\phi^B$. Начальная стадия неустойчивости спутников имеет характер пучковой неустойчивости. Дальнейшее развитие определяется сильной стохастической неустойчивостью движения электронов в районе областей захвата волны БГК и гармоник-спутников, что приводит к изменению функции распределения по скорости и возбуждению новых гармоник-спутников. В результате сильной стохастической неустойчивости внутренняя область колец и области захвата спутников заполняются электронами и на фазовой плоскости формируется долгоживущая структура БГК типа, такая же, как в случае волны БГК типа сгустков.

The Ring-Type BGK Wave. The Sideband Instability

G.A. Artin, N.S. Buchelnikova

The State Scientific Center of Russia
The Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The evolution of the instability of the ring-type BGK wave (the ring of the trapped electrons on the phase plane) was studied in numerical experiments (PIC-method). The parameters of the wave: $\lambda^B/r_d = 100$. $V_{ph}^B/V_T = 16$; $V_{tr}^B/V_T \sim 5.3$ ($V_{tr} = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$); the length of the system $L/r_d \sim 300 - 500$.

It was shown that the ring-type BGK wave like the bunch-type BGK wave is unstable due to the sideband instability which leads to the excitation of the sideband Langmuir waves with the phase velocities $V_{ph}^N < V_{ph}^B$. The sidebands with $V_{ph}^N > V_{ph}^B$ are also possible. The initial stage of the sideband instability has a character of the beam-plasma instability. The evolution of the instability leads to the large scale stochasticity of the electron motion in the region of the trapping regions of the BGK wave and the sideband waves. The large scale stochasticity leads to the evolution of the velocity distribution function, which leads to the excitation of the new sideband waves. Due to the large scale stochasticity the trapping regions of the BGK wave and the sideband waves are filled by the electrons and the quasistationary BGK-type structure is formed on the phase plane like the case of the bunch-type BGK-wave.

Ранее [1–4] были проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию волны БГК типа сгустков, в которой область захвата равномерно заполнена электронами (назовем их *b*-электроны). Было показано [3,4], что такая волна неустойчива относительно возбуждения сателлитов – ленгмюровских волн с фазовыми скоростями V_{ϕ}^N меньшими, чем фазовая скорость волны БГК $V_{\phi}^N < V_{\phi}^B$. На начальной стадии неустойчивость имеет характер пучковой неустойчивости. Дальнейшее ее развитие сопровождается развитием сильной стохастической неустойчивости движения *b*-электронов. Изменение функции распределения *b*-электронов по скорости в результате развития этой неустойчивости приводит к возбуждению более и более коротковолновых сателлитов, которые также включаются в сильную стохастическую неустойчивость. В результате на фазовой плоскости образуется долгоживущая структура БГК-типа, в которой *b*-электроны двигаются стохастически в районе областей захвата исходной БГК волны и гармоник-сателлитов. Из-за развития стохастических процессов структура медленно расширяется по скорости до тех пор пока не начинает захватывать электроны плазмы, ускорение которых приводит к затуханию поля.

В настоящей работе исследуется волна БГК, в которой электронами заполнена только часть области захвата – кольцо на фазовой плоскости. Рассмотрены случаи с разными параметрами кольца. Найдено, что волна БГК типа колец, подобно волне БГК типа сгустков, неустойчива относительно возбуждения сателлитов с фазовыми скоростями $V_{\phi}^N < V_{\phi}^B$. Возможно также возбуждение сателлитов с $V_{\phi}^N > V_{\phi}^B$, если V_{ϕ}^N близка

к внутренней границе кольца. На начальной стадии неустойчивости инкремент практически не зависит от внутренних размеров кольца и не отличается от случая волны БГК типа сгустков, если одинакова плотность b -электронов на фазовой плоскости в кольце и сгустке. При увеличении плотности инкремент неустойчивости растет.

Развитие сателлитной неустойчивости приводит к сильной стохастической неустойчивости и вторичным нелинейным эффектам так же, как в случае волны БГК типа сгустков. При изменении внутренних размеров кольца характер развития определяется сравнительной скоростью развития сателлитной неустойчивости и сильной стохастической неустойчивости, которая приводит к изменению функции распределения и вторичным нелинейным эффектам. При изменении сравнительной скорости неустойчивостей меняется скорость развития гармоник-сателлитов, соотношение их амплитуд в установившемся состоянии. Однако общий характер развития не меняется. В результате сильной стохастической неустойчивости внутренняя область кольца и области захвата гармоник-сателлитов заполняются b -электронами и на фазовой плоскости образуется долгоживущая структура БГК типа, такая же, как в случае волны БГК типа сгустков.

Волна БГК, рассматриваемого нами типа, по распределению электронов на фазовой плоскости похожа на так называемые "электронные дырки" — *electron holes*, исследованию которых посвящено большое число работ (см., например, [5–31] и цитируемую в них литературу). Рассматриваемые в большинстве этих работ "электронные дырки" формируются электронами плазмы и имеют малые скорости $V/V_T \ll 1$. Образуются они, например, при задании в плазме скачка потенциала или при развитии двухпоточковой неустойчивости. В первом случае образуются одиночные "электронные дырки", что наблюдалось в численных [9,11,14] и лабораторных экспериментах [8,9,11]. При малой относительной скорости столкновение одиночных "электронных дырок" приводит к их слиянию, при большой — взаимодействие слабое. [10].

При двухпоточковой неустойчивости образуются периодические структуры типа рассмотренной нами волны БГК, но с малой скоростью $V \sim 0$. В численных экспериментах [5–7,21,30] показано, что такая структура неустойчива относительно слияния колец в более длинноволновые.

В ряде теоретических работ найдено, что для "электронной дырки" в плазме существует верхний предел скорости $V/V_T < 1.3$ [16] — 2 [13]. Однако, наличие электронного пучка приводит к существенному изменению этого условия. В работе [31] теоретически и численно исследованы

условия существования "электронных дырок" в плазме с пучком электронов. Показано, что есть две области скоростей, где возможно существование "электронных дырок", одна — в окрестности $V \sim 0$, вторая, которая существует только, если есть пучок, — в окрестности скорости пучка V_0 . В первой области "электронная дырка" поддерживается электронами плазмы, во второй — электронами пучка.

Волна БГК рассматриваемого нами типа представляет собой ленгмюровскую волну с захваченными электронами. Такая волна может образоваться в нелинейном режиме при захвате ленгмюровской волной большой амплитуды нерезонансных электронов плазмы или электронов пучка, имеющего скорость $V_0 \lesssim (V_\phi - V_3)$, $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$. Первый случай неоднократно наблюдался в численных экспериментах при исследовании ленгмюровских волн с $V_3/V_\phi \sim 1$ [7,11,32].

Волна такого типа отличается от "электронных дырок" тем, что ее скорость близка к скорости ленгмюровской волны и не ограничена какой-либо областью скоростей. Как показано в настоящей работе, волна БГК такого типа с большой фазовой скоростью $V_\phi/V_T \sim 16$ неустойчива относительно возбуждения сателлитов. Однако неустойчивость слияния, характерная для периодических структур типа "электронных дырок" с малой скоростью $V \sim 0$, в этом случае не наблюдается.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной L с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задается максвелловское распределение по скорости с $T_e/T_i = 30$, $M/m = 10^{10}$, обрезанное на $V \sim \pm 2V_T$ из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 10^4$ на $100r_d$).

Для задания волны БГК с областью захвата, равномерно заполненной электронами (волна БГК типа сгустков), задается ленгмюровская волна и ее область захвата равномерно заполняется электронами. Для более равномерного заполнения используется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому, что один электрон дробится на β частиц с массой m/β и зарядом e/β , но с тем же отношением e/m , как у электрона, так что движение этих частиц (назовем их b -электроны) не отличается от движения электронов. Более подробно метод задания волны БГК описан в работе [1]. Отметим, что параметры волны БГК (фазовая скорость, амплитуда) отличаются от параметров исходной ленгмюровской волны и определяются методом последовательных приближений.

При задании волны БГК типа колец на фазовой плоскости внешняя граница кольца задается сепаратрисой ленгмюровской волны так же, как в случае волны БГК типа сгустков. Границы внутренней области кольца будем характеризовать скоростью $V_{\phi}^B \pm V_h$ в максимуме сепаратрисы при $x = x_m$ и координатой $x_m \pm x_h$ при $V = V_{\phi}$. Для задания внутренней границы кольца предварительно анализируются траектории b -электронов на фазовой плоскости в волне БГК типа сгустков и выбирается траектория с нужными V_h, x_h . По этой траектории и задается внутренняя граница кольца. Область кольца на фазовой плоскости равномерно заполняется b -электронами. Окончательные параметры волны определяются методом последовательных приближений.

Для проверки устойчивости волны БГК типа колец в короткой системе $L = \lambda^B$ рассматриваются случаи 1 и 2 с разными V_h, x_h . Для исследования неустойчивости сателлитов в длинной системе $L > \lambda^B$ рассматриваются случаи 1-1, 1-2, 2-1, 2-2, 3-1 с разными V_h, x_h и разным числом электронов N_b^0 на длине волны λ^B , а также случай 1-0 - волна БГК типа сгустков с $N_b^0 = 10$. Число "взвешенных" b -электронов во всех случаях берется одинаковым $N_b^0 = 1.35 \cdot 10^4$. Параметры исходной ленгмюровской волны во всех случаях берутся те же, что в случае 1-1 в работах [1,2] и в случае 1 в работах [3,4а]. При этом начальные параметры волны БГК в разных случаях несколько различаются.

Начальные параметры волны БГК в рассмотренных случаях приведены в таблице 1.

На рис.1 показано начальное распределение b -электронов на фазовой плоскости, на рис.2 - распределение плотности b -электронов $n_b(x)$, на рис.3 - функция распределения по скорости в случаях 1-0 (а), 1-1 и 1-2 (б), 2-2 и 3-1 (в). Начальное распределение в случаях 1 и 2 соответствует распределению на одной длине волны $\lambda^B/r_d = 100$ из рис.16, 26, 36, (случай 1) и рис.1в, 2в, 3в (случай 2). Начальное распределение в случае 3-1 соответствует распределению на пяти длинах волн ($L = 5\lambda^B = 500r_d$) из рис.1в, 2в, 3в.

На рис.2 и 3 приведены кривые, нормированные на максимальное значение $n_b(x)/n_{\max}, f_b(v)/f_{\max}$, где n_{\max} - число электронов или "взвешенных" b -электронов в интервале Δx ($\Delta x = 1r_d$ в случаях 1 и 2, $\Delta x = 3r_d$ в случаях 1-0, 1-1, 1-2, 2-1, 2-2 и $\Delta x = 5r_d$ в случае 3-1), $f_{\max} = \Delta N_{\max}/\Delta V$, где ΔN_{\max} равно числу электронов или b -электронов в интервале ΔV ($\Delta V = 2V_T/2\pi = 0.32V_T$ во всех случаях). Проверено, что вид кривых рис.2,3 не зависит от шага $\Delta x, \Delta V$.

Таблица 1

Начальные параметры волны БГК

Случай	L/r_d	λ^B/r_d	N^B	V_{ϕ}^B/V_T	N_b^0	E_0^B	V_3^B/V_T	V_h/V_T	V_h/V_3^B	$V_{\phi}^B + V_3^B/V_T$	$V_{\phi}^B + V_h/V_T$	$V_{\phi}^B - V_3^B/V_T$	$V_{\phi}^B - V_h/V_T$
1	100	100	1	15.96	10	17.47	5.31	2.88	0.54	21.27	18.84	10.65	13.08
2	100	100	1	16.08	5	17.72	5.34	4.07	0.76	21.42	20.15	10.74	12.01
1-0	300	100	3	15.88	10	17.27	5.28	—	—	21.16	—	10.60	—
1-1	300	100	3	15.96	10	17.47	5.31	2.88	0.54	21.27	18.84	10.65	13.08
1-2	300	100	3	15.96	10	17.47	5.31	2.88	0.54	21.27	18.84	10.65	13.08
2-1	300	100	3	16.08	5	17.72	5.34	4.07	0.76	21.42	20.15	10.74	12.01
2-2	300	100	3	16.08	10	17.74	5.35	4.07	0.76	21.43	20.15	10.73	12.01
3-1	500	100	5	16.08	5	17.72	5.34	4.07	0.76	21.42	20.15	10.74	12.01

L - длина системы; λ^B - длина волны БГК; N^B, V_{ϕ}^B - номер гармоники и фазовая скорость волны БГК; N_b^0 - число электронов на длине λ^B ; E_0^B - амплитуда волны БГК, E нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; $V_3^B = 2\sqrt{e\varphi^B/m}$; V_h - внутренний размер кольца в максимуме сепаратрисы.

Число электронов n_{\max} , f_{\max} и число b -электронов n'_{\max} , f'_{\max} приведены в таблице 2. В этой таблице приведена также средняя на длине волны плотность в интервале Δx электронов $\bar{n}_b = N_b^0/\lambda^B$ и b -электронов $\bar{n}'_b = N'_b/\lambda^B$ и средняя плотность электронов на фазовой плоскости $\bar{n}_s = N_b^0/S$, где $S = \Delta x' \cdot \Delta V' \cdot N'_b$, $\Delta x'$, $\Delta V'$ - размер ячейки по x и V при распределении N'_b b -электронов ($\Delta x'/r_d = \Delta V'/(V_T/2\pi) \sim 0.4 - 0.5$), N'_b - число ячеек.

Отметим, что в дальнейшем на рисунках функции распределения в разные моменты времени приводятся значения f'_{\max} (т.е. число b -электронов), но штрих опускается.

При исследовании неустойчивости сателлитов в начальный момент времени задается затравочная ленгмюровская волна малой амплитуды. В случаях 1-0, 1-1, 2-1, 2-2 с $L/r_d = 300$, $\lambda^B/r_d = 100$, $N^B = 3$ задается волна с фазовой скоростью $V_\phi^N < V_\phi^B$ в области положительной производной функции распределения $V_\phi^B > (V_\phi^B - V_h) > V_\phi^N > (V_\phi^B - V_s^B)$, $V_s^B = 2\sqrt{\frac{\epsilon\varphi^B}{m}}$. Параметры затравочной волны в этих случаях одинаковы: $\lambda^N/r_d = 75$; $N = 4$; $V_\phi^N/V_T = 12.06$; $E_0^N = 0.176$; $V_s^N/V_T = 0.46$; $\alpha^{\text{III-IV}} = \frac{V_s^B + V_s^N}{V_\phi^B - V_\phi^N} \sim 1.45 - 1.51$. В случае 1-2 затравочная волна не задается.

В случае 3-1 с $L/r_d = 500$, $\lambda^B/r_d = 100$, $N^B = 5$ задается затравочная ленгмюровская волна с фазовой скоростью $V_\phi^N > V_\phi^B$ в области верхней внутренней границы кольца $V_\phi^B < V_\phi^N \lesssim (V_\phi^B + V_h)$, где производная функции распределения положительна. Параметры затравочной волны в этом случае: $\lambda^N/r_d = 125$; $N = 4$; $V_\phi^N/V_T = 19.97$; $E_0^N = 1.25 \cdot 10^{-2}$; $V_s^N/V_T = 0.16$; $\alpha^{\text{IV-V}} \sim 1.4$.

Для анализа стохастических эффектов и траекторий электронов на фазовой плоскости задаются пробные частицы с $e = m = 0$, но тем же e/m , как у электрона. Начальные координаты частиц на фазовой плоскости - $x_0 = x_m$, $(V_\phi^B - V_s^B) \lesssim V_0 \lesssim (V_\phi^B + V_s^B)$. Задается 100 частиц, равномерно распределенных в интервале V , для 18 частиц выводятся траектории.

Для наглядной демонстрации развития стохастических эффектов используются также фазовые плоскости электронов, на которых не отмечается часть b -электронов. Так в случаях 1-1, 2-1, 2-2 не отмечаются b -электроны с x_0, V_0 на длине $\Delta x = 2\lambda^B$; в случае 3-1 - на длине $\Delta x = 4\lambda^B$. Это позволяет проследить как b -электроны из одного кольца распределяются по фазовой плоскости с течением времени.

Таблица 2

Случай	N_b^0	$\Delta x/r_d$	n'_{\max}	n_{\max}	\bar{n}'_b	\bar{n}_b	n_{\max}/\bar{n}_b	N_b^0/N_e	f'_{\max}	f_{\max}	$\Delta x'/r_d$	\bar{n}_s
1	10	1	229	0.17	135	0.10	1.69	$1 \cdot 10^{-3}$	266	0.20	0.487	$3.12 \cdot 10^{-3}$
2	5	1	275	0.10	135	0.05	2.04	$5 \cdot 10^{-4}$	273	0.10	0.380	$2.57 \cdot 10^{-3}$
1-0	10	3	637	0.47	405	0.30	1.57	$1 \cdot 10^{-3}$	937	0.69	0.556	$2.40 \cdot 10^{-3}$
1-1	10	3	684	0.51	405	0.30	1.69	$1 \cdot 10^{-3}$	797	0.59	0.487	$3.12 \cdot 10^{-3}$
1-2	10	3	684	0.51	405	0.30	1.69	$1 \cdot 10^{-3}$	797	0.59	0.487	$3.12 \cdot 10^{-3}$
2-1	5	3	789	0.29	405	0.15	1.95	$5 \cdot 10^{-4}$	818	0.30	0.380	$2.57 \cdot 10^{-3}$
2-2	10	3	789	0.59	405	0.30	1.95	$1 \cdot 10^{-3}$	818	0.60	0.380	$5.14 \cdot 10^{-3}$
3-1	5	5	1315	0.49	675	0.25	1.95	$5 \cdot 10^{-4}$	1363	0.50	0.380	$2.57 \cdot 10^{-3}$

N_b^0 - полное число электронов на длине волны БГК λ^B ; Δx - шаг при построении кривой $n^b(x)$; n'_{\max} , n_{\max} - максимальное число b -электронов и электронов в интервале Δx , $\bar{n}'_b = N'_b/\lambda^B$, $\bar{n}_b = N_b^0/\lambda^B$ - средняя на длине волны плотность b -электронов и электронов в интервале Δx ; $n_{\max}/\bar{n}_b = n'_{\max}/\bar{n}'_b$; N_e - число электронов плазмы на длине λ^B ; $f'_{\max} = \frac{\Delta N'_{\max}}{\Delta V}$, $f_{\max} = \frac{\Delta N_{\max}}{\Delta V}$, где $\Delta N'_{\max}$, ΔN - максимальное число b -электронов и электронов в интервале ΔV , $\Delta V/V_T = 0.32$ во всех случаях; \bar{n}_s - средняя плотность электронов на фазовой плоскости, $\bar{n}_s = N_b^0/S$, $S = \Delta x' \cdot \Delta V' \cdot N'_b$, $\Delta x'$, $\Delta V'$ - размер ячейки при распределении N'_b b -электронов $\Delta x'/r_d = \Delta V'/(V_T/2\pi)$, $N'_b = 1.35 \cdot 10^4$ - число ячеек.

Рассмотрим вначале случаи 1 и 2 с разными параметрами кольца на фазовой плоскости. В этих случаях длина системы равна длине волны $L = \lambda^B$.

Случай 1. Задается волна БГК с $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 1$; $V_\phi^B/V_T = 15.96$; $V_3^B/V_T = 5.31$; $V_h/V_3^B = 0.54$; $x_h/(\lambda^B/2) = 0.35$; $N_b^0 = 10$.

Случай 2. Задается волна БГК с $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 1$; $V_\phi^B/V_T = 16.08$; $V_3^B/V_T = 5.34$; $V_h/V_3^B = 0.76$; $x_h/(\lambda^B/2) = 0.59$; $N_b^0 = 5$.

Ранее [1] было показано, что волна БГК типа сгустка в короткой системе $L = \lambda^B$ устойчива – ее параметры практически не меняются в течение длительного времени $t/T_{oe} \sim 100$ ($\omega_{oe}t \sim 600$).

В случаях 1 и 2 развитие волны БГК типа кольца прослеживалось в течение такого же времени $t/T_{oe} \sim 100$. На рис.4а,б показана зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 1$ и гармоник $N = 2 - 30$ в случаях 1 (Рис.4а) и 2 (рис.4б). Из рис.4а,б видно, что амплитуда волны БГК остается практически постоянной. Амплитуды гармоник $N = 2 - 30$ растут, но $E^N(t)$ всех гармоник имеет шумовой характер. Выделенных гармоник нет, к $t/T_{oe} \sim 100$ максимальные амплитуды гармоник не превышают величины $E^N \sim 1 - 1.5$ (здесь и далее E нормируется на mr_d/eT_{oe}^2), $E^N/E_0 \sim 0.05 - 0.1$ (здесь и далее $E_0 \equiv E_0^B$ – начальная амплитуда волны БГК).

Энергия электрического поля и энергия b -электронов в течение $t/T_{oe} \sim 0 - 100$ практически не меняются. Остается постоянной и фазовая скорость волны. Практически не меняется распределение поля $E(x)$ и плотности $n_b(x)$ b -электронов – они только незначительно искажаются шумами. Сохраняется функция распределения по скорости и распределение b -электронов на фазовой плоскости (рис.5а,б).

Некоторое различие распределения на фазовой плоскости в $t = 0$ и $t/T_{oe} = 100$ проявляется в заполнении b -электронами узлов сепаратрисы и в появлении небольшого числа частиц с $V > V_{max}^0$, $V < V_{min}^0$. Это свидетельствует о развитии стохастической неустойчивости и формировании стохастического слоя. Этот эффект был подробно рассмотрен в случае волны БГК типа сгустков [1,2]. Было найдено, что стохастический слой сосредоточен в районе сепаратрисы. В случае волны БГК с параметрами, близкими к случаям 1 и 2 (случай 1-1 в работах [1,2]), ширина слоя мала – в районе максимума сепаратрисы x_m ширина внешнего слоя $\Delta/V_3 \lesssim 0.1$ ($\Delta_{верх} = V_{max} - (V_\phi^B + V_3^B)$, $\Delta_{нижн} = (V_\phi^B - V_3^B) - V_{min}$), ширина внутреннего слоя $\Delta/V_3 \lesssim 0.02$; в районе узла сепаратрисы x_0 ширина слоя $\Delta/V_3 \lesssim 0.4$ ($\Delta_{верх} = V_{max} - V_\phi^B$, $\Delta_{нижн} = V_\phi^B - V_{min}$). В случаях 1 и 2 ширина слоя также мала и практически не отличается от случая

1-1 в работах [1,2]: ширина внешних слоев на $x \sim x_m - \Delta/V_3^B \sim 0.09$ на $x \sim x_0 - \Delta/V_3^B \sim 0.4$ в обоих случаях. Поскольку в развитие стохастического слоя могут давать вклад паразитные шумы [1], величину слоя в случаях 1 и 2 можно рассматривать как предельную при изучении стохастических эффектов.

Таким образом, волна БГК типа кольца в короткой системе $L = \lambda^B$ устойчива и в дальнейшем может использоваться как объект исследования.

Рассмотрим длинную систему $L = 3\lambda^B$.

Случай 1-1. В этом случае задается волна БГК типа кольца с $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 3$; $V_\phi^B/V_T = 15.96$; $V_3^B/V_T = 5.31$; $V_h/V_3^B = 0.54$; $x_h/(\lambda^B/2) = 0.35$; $N_b^0 = 10$ и затравочная ленгмюровская волна с $\lambda^N/r_d = 75$; $N = 4$, $V_\phi^N/V_T = 12.06$; $V_3^N/V_T = 0.46$; $\alpha^{III-IV} = 1.48$; $\frac{V_\phi^N + V_3^N}{V_T} = 12.52 < \frac{V_\phi^B - V_h}{V_T} = 13.08$.

Случай 1-2. Задается та же, что в случае 1-1, волна БГК, но затравочная волна не задается.

Для сравнения рассматривается Случай 1-0 – волна БГК типа сгустков с параметрами, близкими к случаю 1-1: $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 3$; $V_\phi^B/V_T = 15.88$; $V_3^B/V_T = 5.28$; $N_b^0 = 10$. Задается затравочная ленгмюровская волна та же, что и в случае 1-1. При этом $\alpha^{III-IV} = 1.51$.

Отметим, что в случае 1-0 и 1-1, 1-2 одинаково число электронов $N_b^0 = 10$ и незначительно различается плотность электронов на фазовой плоскости (таблица 2).

Ранее [3] было показано, что волна БГК типа сгустков неустойчива относительно возбуждения сателлитов – ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $V_\phi^N < V_\phi^B$. Неустойчивость имеет пучковый характер – на начальной стадии неустойчивости возбуждаются сателлиты с фазовыми скоростями в области положительной производной функции распределения по скорости или вблизи от нее. Начальные параметры волны БГК и сателлита, при которых возбуждается неустойчивость, можно описать параметром $\alpha = \frac{V_3^B + V_3^N}{V_\phi^B - V_\phi^N}$. Инкремент неустойчивости имеет заметную величину $\gamma/\omega_{oe} > 1 \cdot 10^{-3}$, если $\alpha > 0.8$. В рассматриваемых в настоящей работе случаях 1-0, 1-1, 1-2 для гармоник $N = 4$ $\alpha^{III-IV} \sim 1.5$, для гармоник $N = 5$ $\alpha^{III-V} \sim 0.8$, а для $N \geq 6 - \alpha^{III-N} < 0.8$.

На рис.6,8 показана зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$ E^N/E_0 (E_0 – начальная амплитуда волны БГК), на рис.7,9 – зависимость от времени энергии электриче-

ского поля W_E/W_e^0 и потерь энергии b -электронов $\Delta W_b/W_e^0 = -\frac{(W_b - W_e^0)}{W_e^0}$ (W_e^0 – тепловая энергия электронов плазмы) в случаях 1-1 (рис.6,7) и 1-0 (рис.8,9). Из рис.6,8 видно, что амплитуда гармоники $N = 4$ на начальном участке экспоненциально растет в обоих случаях. Средний инкремент нарастания амплитуды гармоники $N = 4$ в интервале $t/T_{oe} \sim 0-50$ $\gamma/\omega_{oe} = (\Delta \ln E^N/E_0)/(2\pi\Delta t)$ практически одинаков в обоих случаях – в случае 1-0 $\gamma/\omega_{oe} \sim 6.9 \cdot 10^{-3}$, в случае 1-1 $\gamma/\omega_{oe} \sim 6.5 \cdot 10^{-3}$.

Несколько позже, чем гармоника $N = 4$, начинает расти гармоника $N = 5$, еще позже – $N = 6$ и так далее. Сравнение рис.6,7 и рис.8,9 показывает, что кривые $E^N(t)$ и $W(t)$ в случаях 1-0 и 1-1 мало различаются.

Таким образом, волна БГК типа кольца так же неустойчива относительно возбуждения сателлитов, как и волна БГК типа сгустков.

Дальнейшее развитие неустойчивости определяется захватом b -электронов гармоникой сателлитом $N = 4$ и развитием сильной стохастической неустойчивости движения b -электронов. Для случая 1-1 это можно видеть по фазовым плоскостям электронов в разные моменты времени (рис.10,11). Для того, чтобы проследить развитие стохастических эффектов, на рис.10 отмечаются пробные частицы, а на рис.11 показаны фазовые плоскости, на которых не отмечаются b -электроны с начальными координатами x_0, V_0 на длине $\Delta x = 2\lambda^B$, т.е. отмечаются b -электроны только одного кольца.

Из рис.10,11 видно, что до $t/T_{oe} \sim 40$ распределение b -электронов в волне практически не меняется и только незначительное число b -электронов выходит из захвата и попадает в соседние области захвата, свидетельствуя об образовании стохастического слоя вблизи сепаратрисы. В $t/T_{oe} \gtrsim 40 - 50$ начинается развитие сильной стохастической неустойчивости движения b -электронов. На начальной стадии она проявляется в захвате b -электронов гармоникой $N = 4$, что приводит к образованию “хвостов” на фазовой плоскости (рис.10,11 $t/T_{oe} \sim 50 - 60$). В дальнейшем часть этих электронов вновь переходит в захват волны БГК $N = 3$. Одновременно растет число b -электронов, выходящих из своего кольца и попадающих в соседние. Анализ траекторий b -электронов на фазовой плоскости показывает, что вышедшие из захвата b -электроны двигаются стохастически – они то захватываются вновь, то переходят в область захвата $N = 4$, то возвращаются в область захвата $N = 3$ и так далее. На фазовой плоскости такое движение b -электронов проявляется в размещении и заполнении b -электронами фазового пространства, а также в переходе b -электронов и пробных частиц в другие области захвата волны БГК и гармоники $N = 4$ (рис.10,11 $t/T_{oe} \sim 80; 100$). Видно,

что к $t/T_{oe} \sim 80 - 100$ область сильной стохастической неустойчивости начинает захватывать и внутреннюю область кольца.

Развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к вторичным нелинейным эффектам, таким же, как рассмотренные в работах [2-4]. Так захват b -электронов гармоникой $N = 4$ с $V_\phi^N < V_\phi^B$ приводит к их торможению, так что потери энергии b -электронов ΔW_b растут (рис.7). Энергия передается волне $N = 4$, так что ее амплитуда продолжает расти (рис.6), соответственно растет и энергия поля (рис.7). Из-за дисбаланса тормозящихся и ускоряющихся b -электронов несколько возрастает и амплитуда волны $N = 3$ (рис.6).

Перераспределение b -электронов по фазовой плоскости в результате развития сильной стохастической неустойчивости приводит к изменению функции распределения по скорости (рис.12). С течением времени функция распределения меняет форму и расплывается в сторону меньших скоростей (рис.12 $t/T_{oe} \sim 50; 80; 100$). При этом становится возможным сателлитная неустойчивость гармоники $N = 5$, так что в $t/T_{oe} > 60$ ее амплитуда растет (рис.6). Область захвата этой гармоники включается в область сильной стохастической неустойчивости, что видно по развитию новых “хвостов” и их размещению на фазовой плоскости (рис.10,11 $t/T_{oe} \sim 100; 120; 140$). При этом минимальная скорость b -электронов V_{\min} продолжает уменьшаться, функция распределения продолжает расплываться, так что в $t/T_{oe} > 130$ начинает развиваться гармоника $N = 6$, в $t/T_{oe} > 250$ – гармоника $N = 7$ т.д. Их области захвата также включаются в область сильной стохастической неустойчивости (рис.10,11 $t/T_{oe} \sim 180; 200; 240$).

Дальнейшее развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к постепенному заполнению внутренней области колец b -электронами и разбрасыванию пробных частиц по фазовой плоскости (рис.10,11 $t/T_{oe} \sim 100 - 300$), так что к $t/T_{oe} \sim 240$ кольца полностью заполняются. При этом на функции распределения образуется плато и продолжается ее медленное уширение в сторону меньших скоростей (рис.12 $t/T_{oe} \sim 140 - 300$).

Таким образом к $t/T_{oe} \gtrsim 240$ волна БГК полностью теряет характер кольца – ее область захвата заполняется b -электронами. Полностью заполняются b -электронами и области захвата гармоник $N = 4, 5, 6$ и т.д. (рис.10,11). Из рис.6 видно, что в $t/T_{oe} > 200$ амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4, 5$ становятся практически постоянными, т.е. все они приобретают характер волн БГК. Из рис.10,11 видно, что на фазовой плоскости формируется квазистационарная структура, образованная БГК волнами $N = 3, 4, 5...$ Стационарность этой структуры поддер-

живается за счет примерного равенства ускоряющихся и тормозящихся b -электронов, участвующих в сильной стохастической неустойчивости, т.е. это структура БГК типа.

Мы не рассматриваем дальнейшее развитие этой структуры, так как она не отличается от структуры, образующейся при развитии сателлитной неустойчивости волны БГК типа сгустков, рассмотренной в работе [4а]. В этой работе показано, что развитие этой структуры определяется возбуждением более и более коротковолновых гармоник-сателлитов и дальнейшим расширением области сильной стохастической неустойчивости вплоть до включения в нее электронов плазмы.

Сравнение кривых $E^N(t)$, $W(t)$, фазовых плоскостей, функций распределения показывает, что общий характер развития неустойчивости сателлитов и сильной стохастической неустойчивости в случае 1-1 волны БГК типа колец мало отличается от случая 1-0 волны БГК типа сгустков. Так кривые $E^N(t)$, $W(t)$ в случае 1-0 (рис.8,9) незначительно отличаются от случая 1-1 (рис.6,7). Различие этих кривых определяется различием начальных функций распределения (рис.3а,б) и небольшим различием в их развитии в случаях 1-1 и 1-0 (рис.12 и рис.13 $t/T_{oe} \sim 100 - 300$). Так в случае 1-1 амплитуда гармоники $N = 4$ практически насыщается в $t/T_{oe} \gtrsim 200$, так как ее область захвата достигает внутренней границы кольца и попадает в область отрицательной производной функции распределения. В случае 1-0 амплитуда гармоники $N = 4$ продолжает расти и в $t/T_{oe} \sim 200 - 300$, так как ее область захвата остается в области положительной производной функции распределения. Однако, к $t/T_{oe} \sim 300$ и в случае 1-0 на функции распределения образуется плато, а на фазовой плоскости - квазистационарная структура БГК типа.

Таким образом, развитие сателлитной неустойчивости волны БГК типа колец с $V_h/V_3^B = 0.54$ практически не отличается от случая волны БГК типа сгустков с теми же параметрами.

В случае 1-1 задается затравочная ленгмюровская волна $N = 4$. Рассматривается также случай 1-2 без затравочной волны, где начальная амплитуда гармоники $N = 4$ определяется уровнем шумов $E_0^{IV} \sim 1 \cdot 10^{-8}$, $V_3^{IV}/V_T \sim 1.2 \cdot 10^{-4}$, $\alpha^{III-IV} \sim 1.34$. На рис.14 показаны кривые $E^N(t)$ ($N = 3-10$), на рис.15 - кривые $W(t)$ в случае 1-2. Анализ этих кривых, а также фазовых плоскостей и функций распределения показывает, что неустойчивость сателлитов и сильная стохастическая неустойчивость развиваются и в этом случае. Отличие состоит в том, что гармоника $N = 4$, хотя и начинает расти с самого начала, но достигает заметной амплитуды только к $t/T_{oe} > 100$. Соответственно и развитие сильной стохастической неустойчивости, изменение функции распределения и развитие

новых гармоник смещаются по времени. Однако, общий характер развития не отличается от случая 1-1, так что к $t/T_{oe} \sim 300 - 400$ внутренняя область кольца заполняется b -электронами, функция распределения приобретает вид плато, амплитуда гармоник $N = 4; 5$ приближается к постоянному уровню, хотя и при несколько отличном от случая 1-1 соотношении амплитуд гармоник $N = 4 - 7$ (рис.14).

Отметим, что в случаях 1-0, 1-1, 1-2 не наблюдается существенного роста амплитуды длинноволновых гармоник с $N < N^B - N = 1$ и 2. Амплитуда этих гармоник не выходит за пределы уровня шумов - $E^N < 1$, $E^N/E_0 < 0.06$. Это показывает, что неустойчивость слияния колец в более длинноволновые [30] не развивается. Не видно признаков слияния колец и по фазовым плоскостям рис.10,11.

Рассмотрим случай с большим внутренним размером кольца.

Случай 2-1. В этом случае задается волна БГК типа кольца с $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 3$; $V_\phi^B/V_T = 16.08$; $V_3^B/V_T = 5.34$; $V_h/V_3^B = 0.76$ $x_h/(\lambda^B/2) = 0.59$; $N_b^0 = 5$ и затравочная ленгмюровская волна с $\lambda^N/r_d = 75$; $N = 4$; $V_\phi^N/V_T = 12.06$; $V_3^N/V_T = 0.46$; $\alpha^{III-IV} \sim 1.45$; $\frac{V_\phi^N + V_3^N}{V_T} = 12.52 \gtrsim \frac{V_\phi^B - V_h}{V_T} = 12.01$. В этом случае плотность электронов в кольце на фазовой плоскости близка к плотности в случае 1-0 (таблица 2).

Рассматривается также Случай 2-2 с теми же параметрами волны БГК и затравочной волны, но с другим числом электронов $N_b^0 = 10$, так что плотность электронов в кольце больше, чем в случаях 1-0 и 2-1 (таблица 2).

На рис.16,18 показаны кривые $E^N(t)$ ($N = 3 - 10$), на рис.17,19 - кривые $W(t)$ в случаях 2-1 (рис.16,17) и 2-2 (рис.18,19). Из рис.16,18 видно, что на начальном участке амплитуда гармоники экспоненциально растет в обоих случаях. Инкремент нарастания амплитуды гармоники $N = 4$ в случае 2-1 в интервале $t/T_{oe} \sim 0 - 60$ - $\gamma/\omega_{oe} \sim 6.4 \cdot 10^{-3}$ практически не отличается от случая 1-0 волны БГК типа сгустков и от случая 1-1. В случае 2-2 инкремент больше почти в два раза - в интервале $t/T_{oe} \sim 0 - 40$ $\gamma/\omega_{oe} \sim 1.2 \cdot 10^{-2}$.

Таким образом, увеличение внутреннего размера кольца не приводит к качественному изменению начальной стадии неустойчивости сателлитов. Если плотность электронов на фазовой плоскости в области захвата или кольцо волны БГК примерно одинакова, то на начальной стадии инкремент неустойчивости практически одинаков и не зависит от размеров кольца (во всяком случае до $V_h/V_3^B \lesssim 0.8$) - в случаях 1-0, 1-1, 2-1 $\gamma/\omega_{oe} \sim (6.4 - 6.9) \cdot 10^{-3}$. При увеличении плотности электронов в

кольце инкремент растет (случаи 2-1 и 2-2). При одинаковом числе электронов N_b^0 и одинаковом отношении $\frac{N_b^0}{N_e} = \frac{\bar{n}_b}{n_e}$ ($\bar{n}_b = N_b^0/\lambda^B$) инкремент может быть различен в зависимости от плотности электронов на фазовой плоскости и распределения плотности $n_b(x)$ (случаи 1-0, 1-1, 2-2).

Хотя начальная стадия неустойчивости сателлитов практически одинакова в случаях 2-1, 1-1, 1-0, дальнейшее развитие неустойчивости в случае 2-1 отличается от случаев 1-1 и 1-0. Из сравнения кривых $E^{IV}(t)$ в случае 2-1 (рис.16), 1-1 (рис.6) и 1-0 (рис.8) видно, что увеличение внутреннего размера кольца волны БГК в случаях 1-0, 1-1, 2-1 (рис.1-3), приводит к более раннему насыщению кривой $E^{IV}(t)$. В случае 1-0 насыщение намечается только к $t/T_{oe} \gtrsim 300$, в случае 1-1 оно наблюдается в $t/T_{oe} \gtrsim 200$, а в случае 2-1 - в $t/T_{oe} \gtrsim 100$. При этом амплитуда гармоники $N = 4$ в области насыщения в случае 2-1 $E^{IV} \sim 3 - 3.2$, $E^{IV}/E_0 \sim 0.17 - 0.20$ ($t/T_{oe} \sim 100 - 200$) заметно ниже, чем в случае 1-1 - $E^{IV} \sim 6 - 6.5$, $E^{IV}/E_0 \sim 0.34 - 0.37$ ($t/T_{oe} \sim 200 - 300$) и в случае 1-0 - $E^{IV} \sim 7$, $E^{IV}/E_0 \sim 0.4$ ($t/T_{oe} \sim 300$).

Различие амплитуд приводит к заметным особенностям развития неустойчивости в случае 2-1, хотя общий характер развития сохраняется. Это можно видеть по фазовым плоскостям (рис.20-21) и функциям распределения (рис.22) в случае 2-1. Действительно из рис.20,21 в $t/T_{oe} \sim 40 - 100$ видно, что в районе областей захвата волны БГК $N = 3$ и гармоники $N = 4$ развивается сильная стохастическая неустойчивость, которая приводит к изменению функции распределения (рис.22). Однако из-за меньшей амплитуды гармоники $N = 4$ скорость развития сильной стохастической неустойчивости в случае 2-1 меньше, чем в случае 1-1. Это приводит к более медленному расплыванию функции распределения в область малых скоростей. При этом уменьшается скорость роста гармоники $N = 5$, хотя она начинает расти в $t/T_{oe} > 60$ подобно случаю 1-1. В результате гармоника $N = 5$ достигает заметной амплитуды только в $t/T_{oe} > 150 - 200$ (рис.16), а до этого не вносит заметного вклада в развитие сильной стохастической неустойчивости и вторичные нелинейные процессы. В результате развитие гармоники $N = 4$ приводит к ее насыщению в $t/T_{oe} \gtrsim 100$, а на фазовой плоскости устанавливается структура, которая мало меняется в $t/T_{oe} \sim 100 - 200$ (рис.20,21 $t/T_{oe} \sim 100; 160; 200$).

Однако, сильная стохастическая неустойчивость продолжает медленно развиваться. В $t/T_{oe} \sim 150 - 200$ в нее включается гармоника $N = 5$ (рис.20,21 $t/T_{oe} \sim 160; 200$), в $t/T_{oe} > 250$ - гармоника $N = 6$ и т.д. Развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к по-

степенному заполнению внутренней области колец (рис.20,21 $t/T_{oe} \sim 200 - 500$), расплыванию функции распределения (рис.22 $t/T_{oe} \sim 200 - 400$) и формированию на ней плато (рис.22 $t/T_{oe} \sim 500$). Процесс идет очень медленно, так что даже к $t/T_{oe} \sim 500$ внутренняя область колец еще не заполняется полностью. Мы не прослеживали дальнейшее развитие в $t/T_{oe} > 500$, так как не возникает сомнений, что оно приведет к формированию квазистационарной структуры того же типа, что и в случаях 1-1 и 1-0.

Как уже отмечалось, характер развития неустойчивости волны БГК типа колец не определяется однозначно параметрами кольца, но существенно зависит от плотности электронов в кольце. Так в случае 2-2 с $N_b^0 = 10$ инкремент неустойчивости гармоники $N = 4 - \gamma/\omega_{oe} \sim 1.2 \cdot 10^{-2}$ - больше, чем в случае 2-1. В результате развитие этой гармоники (рис.18), развитие сильной стохастической неустойчивости и расплывание функции распределения идет быстрее, чем в случае 2-1. По фазовым плоскостям (рис.23,24) видно, что сильная стохастическая неустойчивость проявляется уже в $t/T_{oe} \sim 30 - 40$. Быстрое расплывание функции распределения в область малых скоростей (рис.25 $t/T_{oe} = 50$) приводит к быстрому росту гармоники $N = 5$ уже в $t/T_{oe} > 40$ (рис.18). В $t/T_{oe} \sim 60 - 70$ гармоника $N = 5$ включается в сильную стохастическую неустойчивость (рис.23) и дает вклад во вторичные нелинейные эффекты. В частности, из-за перехода части b -электронов из области захвата гармоники $N = 4$ в область захвата гармоники $N = 5$ возникает временный дисбаланс ускоряющихся и тормозящихся b -электронов в области захвата $N = 4$, так что ее амплитуда растет и становится больше равновесного уровня, достигнутого в случае 2-1.

В дальнейшем из-за сильной стохастической неустойчивости функция распределения продолжает расплываться (рис.25 $t/T_{oe} \sim 100 - 200$), что приводит к возбуждению гармоники $N = 6$ в $t/T_{oe} > 80$, $N = 7$ в $t/T_{oe} > 100$ и т.д. (рис.18). Эти гармоники также включаются в сильную стохастическую неустойчивость (рис.23,24 $t/T_{oe} \sim 140; 200$). Параллельно идет размещение b -электронов на фазовой плоскости и заполнение внутренней области кольца, так что к $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ она полностью заполняется. При этом функция распределения приобретает вид плато (рис.25 $t/T_{oe} \sim 200 - 300$), а на фазовой плоскости образуется квазистационарная структура того же типа, что и в рассмотренных ранее случаях (рис.23,24 $t/T_{oe} \sim 200 - 300$).

Отметим, что в случаях 2-1, 2-2 так же, как в случаях 1-0, 1-1, 1-2, по фазовым плоскостям не наблюдается слияния колец, не растут

и амплитуды гармоник $N = 1$ и 2 ($N < N^B$), так что неустойчивость слияния не развивается и в этих случаях.

До сих пор мы рассматривали волну БГК с $V_\phi^B/V_T \sim 16$, $V_3^B/V_T \sim 5.3$ в системе длиной $L/r_d = 300$. В такой системе все гармоники $N < N^B$ имеют фазовые скорости $V_\phi^N > (V_\phi^B + V_3^B)$. В достаточно длинной системе появляются гармоники с $V_\phi^B < V_\phi^N < (V_\phi^B + V_3^B)$, в частности, с $V_\phi^N \sim (V_\phi^B + V_h)$ в районе верхней внутренней границы кольца, где производная функция распределения положительна (рис.36,в). Можно ожидать, что такие гармоники также будут неустойчивы.

Рассмотрим случай 3-1. В этом случае параметры волны БГК те же, что в случае 2-1, но длина системы больше: $L/r_d = 500$; $\lambda^B/r_d = 100$; $N^B = 5$; $V_\phi^B/V_T = 16.08$; $V_3^B/V_T = 5.34$; $V_h/V_3^B = 0.76$; $x_h/(\lambda^B/2) = 0.59$; $N_b^0 = 5$. Задаётся затравочная ленгмюровская волна с $\lambda^N/r_d = 125$; $N = 4$; $V_\phi^N/V_T = 19.97$; $V_3^N/V_T = 0.16$, так что $\frac{V_\phi^N + V_3^N}{V_T} = 20.13 \sim \frac{V_\phi^B + V_h}{V_T} = 20.15$; $\alpha^{IV-V} \sim 1.41$. Ближнюю к V_ϕ^B фазовую скорость $V_\phi^N < V_\phi^B$ имеет гармоника $N = 6$ с $\lambda^{VI}/r_d = 83.3$, $V_\phi^{VI}/V_T = 13.3$; с шумовой амплитудой $E_0^{VI} \sim 9.4 \cdot 10^{-8}$; $V_3^{VI}/V_T \sim 2.2 \cdot 10^{-3}$ и $\alpha^{V-VI} \sim 1.9$.

На рис.26,28а,б показана зависимость от времени амплитуды волны БГК и гармоник $N = 4, 6$ и 7 (рис.26), $N = 1 - 4$ (рис.28а) и $N = 6 - 9$ (рис.28б), на рис.27 - зависимость от времени энергии поля и потерь энергии b -электронов, на рис.29,30 - фазовые плоскости, на рис.31 - функции распределения в разные моменты времени в случае 3-1.

Из рис.26,28а видно, что амплитуда гармоники $N = 4$ с $V_\phi^N > V_\phi^B$ на начальном участке экспоненциально растёт с инкрементом $\gamma/\omega_{oe} \sim 1.8 \cdot 10^{-2}$ ($t/T_{oe} \sim 30-70$). Взаимодействие гармоники $N = 4$ с волной БГК приводит к развитию стохастической неустойчивости. По фазовым плоскостям рис.30 $t/T_{oe} \sim 20-60$ видно, что в районе сепаратрисы волны БГК образуется стохастический слой. В $t/T_{oe} \sim 70-80$ появляются "хвосты" ускоренных b -электронов в области скоростей $V > (V_\phi^B + V_3^B)$ (рис.29,30). Это показывает, что гармоника $N = 4$ захватывает b -электроны, т.е. включается в сильную стохастическую неустойчивость. Развитие этой неустойчивости приводит к размещиванию b -электронов на фазовой плоскости (рис.29,30 $t/T_{oe} \sim 90-140$) и ограничению амплитуды гармоники $N = 4$ (рис.26,28а). Гармоники $N = 1-3$ с $V_\phi^N > (V_\phi^B + V_3^B)$ не включаются в сильную стохастическую неустойчивость, их амплитуды остаются на уровне шумов $E^N < 0.5$, $E^N/E_0 < 0.03$ (рис.28а). Однако, одновременно с $N = 4$ растёт и обычный сателлит $N = 6$ с $V_\phi^N < V_\phi^B$ (рис.26,28б). Хотя эта гармоника растёт от шумового уровня, но уже в

$t/T_{oe} \gtrsim 60$ её амплитуда становится больше амплитуды сателлита $N = 4$ (рис.26). По фазовым плоскостям рис.29,30 видно, что в $t/T_{oe} \sim 80-90$ появляются "хвосты" захваченных b -электронов в области $V \lesssim (V_\phi^B - V_3^B)$. Это показывает, что гармоника $N = 6$ включается в сильную стохастическую неустойчивость.

Дальнейшее развитие сателлитов и сильной стохастической неустойчивости определяется в основном сателлитами с $V_\phi^N < V_\phi^B$ и имеет тот же характер, что и в рассмотренных ранее случаях. Действительно, развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к вторичным нелинейным эффектам того же типа, что в случаях 1-1, 2-1 (рис.7, 17, 27), а также к изменению функции распределения и расплыванию её в область меньших скоростей (рис.31 $t/T_{oe} \sim 60-200$). В результате начинают возбуждаться сателлиты с меньшими фазовыми скоростями - в $t/T_{oe} > 70$ гармоника $N = 7$, в $t/T_{oe} > 120$ гармоника $N = 8$ и т.д. (рис.28б). Эти гармоники также включаются в сильную стохастическую неустойчивость, о чем свидетельствует появление новых "хвостов" захваченных электронов в области $V < (V_\phi^B - V_3^B)$ (рис.30 $t/T_{oe} \sim 140, 180, 200$).

Развитие сильной стохастической неустойчивости приводит к постепенному заполнению внутренней области колец волны БГК (рис.29,30 $t/T_{oe} \sim 200-500$), к дальнейшему расплыванию функции распределения в область меньших скоростей (рис.31 $t/T_{oe} \sim 200-500$) и формированию на функции распределения плато (рис.31 $t/T_{oe} \sim 500$). При этом области захвата всех гармоник заполняются b -электронами (рис.30,31), а их амплитуды становятся практически постоянными (рис.26,28а,б). Это показывает, что образуется система волн БГК. Таким образом, в случае 3-1 как и в других случаях, на фазовой плоскости образуется структура БГК-типа, в которой движение электронов определяется сильной стохастической неустойчивостью.

Сравнение развития неустойчивости в случае 3-1 (рис.29-31) со случаем 2-1 (рис.20-22) показывает, что возбуждение сателлита с $V_\phi^N > V_\phi^B$ приводит к некоторому расширению области сильной стохастической неустойчивости в область скоростей $V > (V_\phi^B + V_3^B)$. В $t/T_{oe} \sim 500$ верхняя граница этой области, характеризуемая максимальной скоростью b -электронов, в случае 3-1 - $V_{max}/V_T \sim 25.6$, в случае 2-1 - $V_{max}/V_T \sim 25.0$. Основной эффект заключается в более быстром развитии сильной стохастической неустойчивости в случае 3-1. Действительно, в отличие от случая 2-1, в случае 3-1 к $t/T_{oe} \sim 500$ внутренняя область колец волны БГК практически полностью заполняется b -электронами, а нижняя граница области сильной стохастической неустойчивости, характеризуемая

минимальной скоростью b -электронов, пересекает границу плазмы (в случае 3-1 - $V_{\min}/V_T \sim 0.6$, в случае 2-1 - $V_{\min}/V_T \sim 2.2$).

Отметим, что возбуждение сателлита с $V_{\phi}^N > V_{\phi}^B$ в волне БГК типа колец наблюдалось ранее в работе [11], стр.34-35. В этой работе описаны численные эксперименты по изучению развития ленгмюровской волны большой амплитуды с $V_{\phi}/V_T \sim 4.3$ и $V_s/V_{\phi} \sim 1$. Найдено, что нелинейное развитие ленгмюровской волны на начальной стадии приводит к захвату электронов плазмы и формированию волны БГК типа колец. При задании затравочной волны-сателлита с $V_{\phi}^N/V_T \sim 5.6$, $V_{\phi}^N > V_{\phi}$ наблюдается рост его амплитуды и начальная стадия сильной стохастической неустойчивости. Однако, развитие ее прослеживалось только до $t/T_{oe} \sim 15$ ($\omega_{oe}t \sim 95$).

Следует отметить, что ни в одном из рассмотренных нами случаев не наблюдается неустойчивость слияния колец, которая характерна для "электронных дырок" с малыми скоростями, сформированных электронами плазмы [5-7,21,30]. Действительно, ни в одном случае до $t/T_{oe} \sim 300 - 500$ ($\omega_{oe}t \sim 2000 - 3000$) по фазовым плоскостям не наблюдается слияния колец, а по кривым $E^N(t)$ не наблюдается роста амплитуды гармоник с $N < N^B$ за исключением случая 3-1. Однако, и в этом случае сателлит $N = 4 < N^B$ насыщается при амплитуде меньшей амплитуды волны БГК, а амплитуды гармоник $N = 1, 2$ и 3 не выходят за пределы уровня шумов (рис.28а). По фазовым плоскостям (рис.29,30) видно, что слияния колец или образующихся из них сгустков не происходит. Ранее нами было показано [46], что неустойчивость слияния не наблюдается и при развитии волны БГК типа сгустков.

Не наблюдается эта неустойчивость и в случае с малой фазовой скоростью $V_{\phi}/V_T \sim 4.3$ волны БГК типа колец, рассмотренном в работе [11], стр.34-35. Мы повторили этот случай в интервале времени до $t/T_{oe} \sim 30$ ($\omega_{oe}t \sim 190$). В этом случае длина системы $L/r_d = 100$, параметры основной ленгмюровской волны: $\lambda/r_d = 25$, $N = 4$, $V_{\phi}/V_T = 4.34$, $E_0 = 49.1$; $V_s/V_T = 4.45$; параметры затравочной ленгмюровской волны: $\lambda/r_d = 33.3$, $N = 3$, $V_{\phi}/V_T = 5.58$, $E_0^N = 1.85$; $V_s^N/V_T = 1.0$. Результаты согласуются с работой [11]: наблюдаются захват электронов плазмы основной волной, формирование в ее области захвата волны БГК типа колец, рост амплитуды гармоники-сателлита $N = 3$ и несколько позже - $N = 2$. Дальнейшее развитие определяется сильной стохастической неустойчивостью, которая к $t/T_{oe} \sim 25 - 30$ приводит к заполнению электронами областей захвата основной волны и сателлитов. Хотя амплитуды сателлитов $N = 3$ и 2 в максимуме сравнимы с амплитудой основной волны $N = 4$, слияния колец не наблюдается.

Таким образом, волна БГК типа колец неустойчива относительно возбуждения сателлитов - ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $V_{\phi}^N < V_{\phi}^B$, подобно волне типа сгустков [3,4]. Возможно и возбуждение сателлитов с $V_{\phi}^N > V_{\phi}^B$, если их фазовые скорости близки к верхней внутренней границе кольца $V_{\phi}^N \sim (V_{\phi}^B + V_h)$. При одинаковой плотности электронов в кольце и сгустке инкременты нарастания амплитуды основных сателлитов на начальной стадии неустойчивости практически одинаковы. С ростом плотности инкремент возрастает. Увеличение внутренних размеров кольца приводит к более раннему насыщению амплитуды основных сателлитов.

Дальнейшее развитие сателлитов определяется сильной стохастической неустойчивостью движения электронов в районе областей захвата волны БГК и гармоник-сателлитов, что приводит к вторичным нелинейным эффектам, изменению функции распределения по скорости и генерации новых гармоник-сателлитов. При изменении внутренних размеров кольца меняется сравнительная скорость развития сателлитной неустойчивости и сильной стохастической неустойчивости. Это приводит к изменению скорости развития новых сателлитов и к изменению соотношения их амплитуд в установившемся состоянии. Однако общий характер развития не меняется.

В результате сателлитной и сильной стохастической неустойчивости внутренняя область кольца и области захвата гармоник-сателлитов заполняются электронами. На фазовой плоскости формируется долгоживущая структура БГК типа, состоящая из волн БГК (исходной и сателлитов), области захвата которых включены в область сильной стохастической неустойчивости.

Литература

1. Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала. I. Препринт ИЯФ 93-97, 1993.
2. Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала. II. Препринт ИЯФ 93-98, 1993.
3. Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала в длинной системе. I. Неустойчивость сателлитов. Препринт ИЯФ 95-23, 1995.
- 4а. Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала в длинной системе. II. Неустойчивость сателлитов. Препринт ИЯФ 95-24, 1995.
- 4б. Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Волна Бернштейна-Грина-Крускала в длинной системе. III. Неустойчивость сателлитов. Препринт ИЯФ 95-25, 1995.
5. K.V. Roberts, H.L. Berk. Phys. Rev. Lett., 19, 297, 1957.
6. H.L. Berk, C.E. Nielsen, K.V. Roberts. Phys. Fluids, 13, 980, 1970.
7. R.W. Morse, C.W. Nielsen. Phys. Rev. Lett., 23, 1087, 1969; Phys. Fluids, 12, 2418, 1969.
8. K. Saeki, P. Michelsen, H.L. Pécseli, J.J. Rasmussen. Phys. Rev. Lett., 42, 501, 1979.
9. J.P. Lynov, P. Michelsen, H.L. Pécseli, J.J. Rasmussen, K. Saeki, V.A. Turikov. Physica Scripta, 20, 328, 1979.
10. J.P. Lynov, P. Michelsen, H.L. Pécseli, J.J. Rasmussen. Phys. Lett., A80, 23, 1980.
11. J.J. Rasmussen. Physica Scripta, T2/1, 29, 1982.
12. H.A. Shah, V.A. Turikov. J. Plasma Phys., 31, 437, 1984.
13. V.A. Turikov. Physica Scripta, 30, 72, 1984.
14. J.P. Lynov, P. Michelsen, H.L. Pécseli, J.J. Rasmussen, S.H. Sorensen. Physica Scripta, 31, 596, 1985.
15. T.H. Dupree. Phys. Fluids, 25, 277, 1982.
16. H. Schamel. Physica Scripta, 20, 336, 1979; Physica Scripta, T2, 228, 1982;
17. S. Bujarbarua, H. Schamel. J. Plasma Phys., 25, 515, 1981.
18. H. Schamel. Phys. Reports, 140, 161, 1986.
19. V. Maslov, H. Schamel. Phys. Lett, A178, 171, 1993.
20. H. Schamel, V. Maslov. Physica Scripta, T50, 42, 1994.
21. J.L. Schwarzmeier, H.R. Lewis, B. Abraham-Schrauner, K.R. Symon. Phys. Fluids, 22, 1747, 1979.
22. N. Singh. Plasma Phys., 24, 639, 1982.
23. N. Singh, R.W. Schunk. Plasma Phys. Controlled Fusion, 26, 859, 1984.
24. S. Lysuca, H. Tanaka. Phys. Lett, A103, 57, 1984.
25. S. Lysuca, H. Tanaka. J. Plasma Phys., 33, 29, 1985.
26. S. Lysuca, H. Tanaka. J. Plasma Phys., 36, 453, 1986.
27. S. Lysuca, H. Tanaka. Phys. Fluids, 29, 4035, 1986.
28. S. Lysuca, H. Tanaka. Plasma Phys. Controlled Fusion, 29, 133, 1987.
29. M. Kono, M. Tanaka, H. Sanuki. Physica Scripta, 34, 235, 1986.
30. A. Ghizzo, B. Izrar, P. Bertrand, M.R. Feix, E. Fijalkow, M. Shoucri. Phys. Lett., A120, 191, 1987; Phys. Fluids, 31, 72, 1988.
31. V.K. Sayal, S.L. Jain, S.R. Sharma. Phys. Plasmas 1, 3557, 1994.
32. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Препринты ИЯФ N86-153, N86-154, N86-155, 1986.

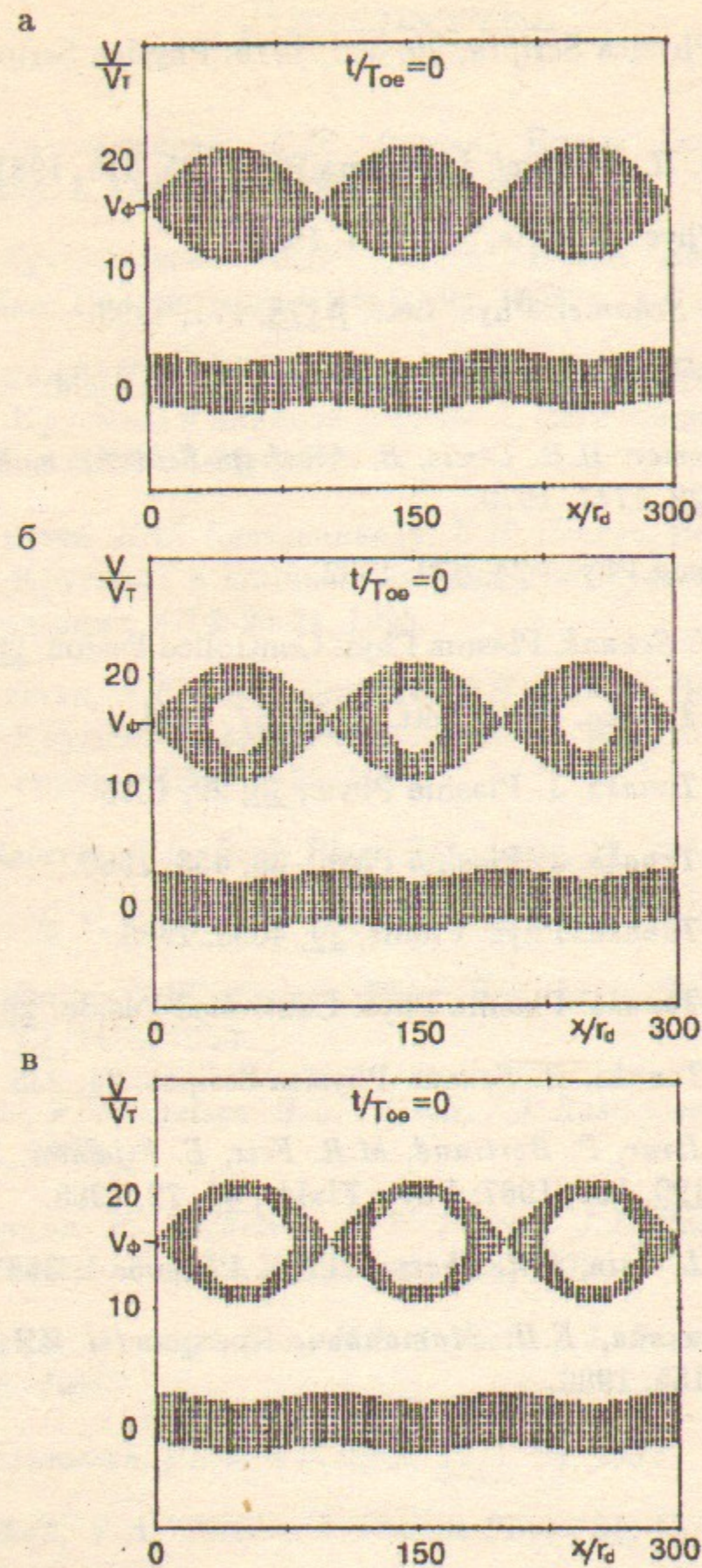


Рис.1а,б,в. Фазовые плоскости в $t = 0$. (а) Случай 1-0. (б) Случай 1-1 и 1-2. (в) Случай 2-1, 2-2 и 3-1.

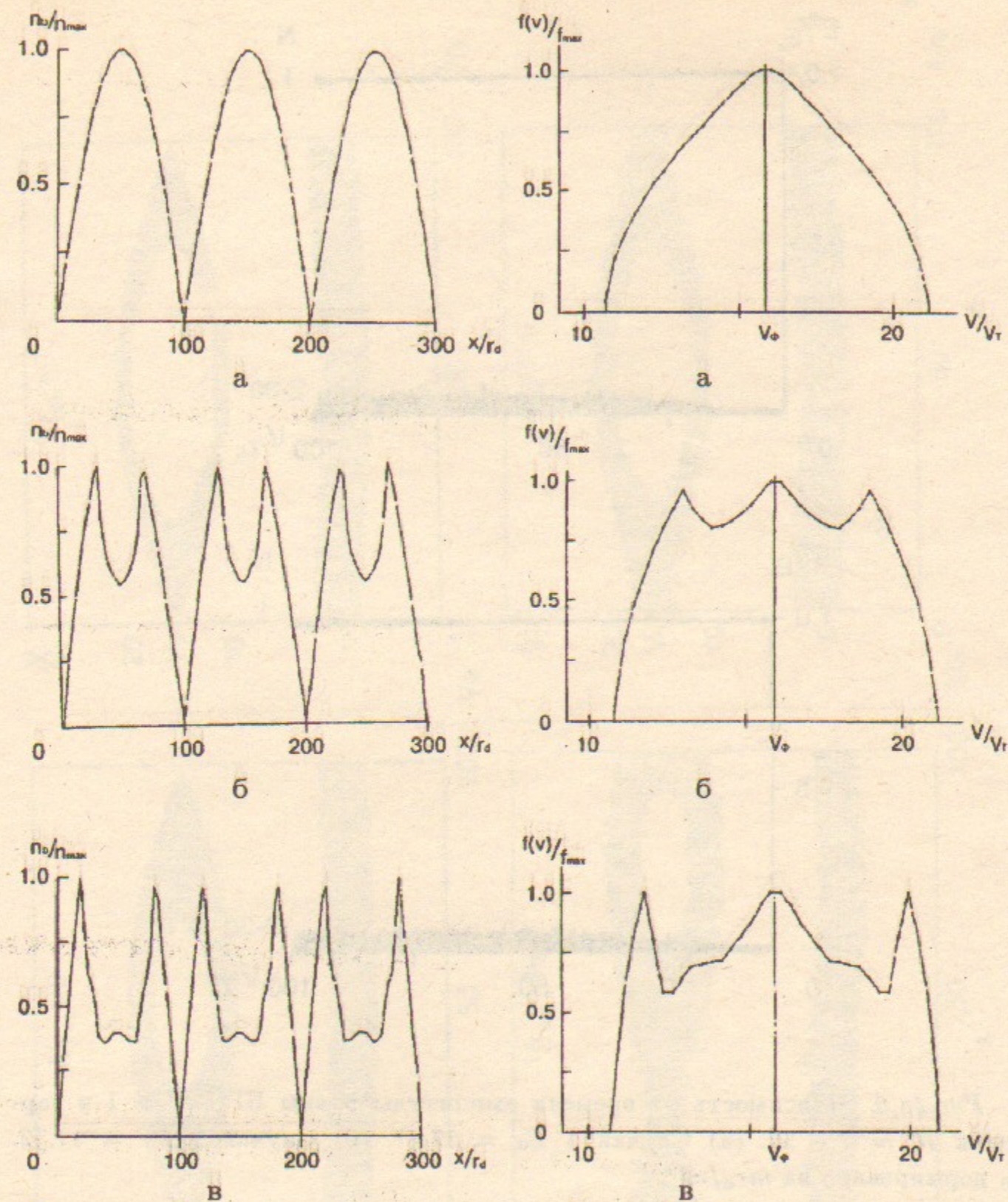


Рис.2а,б,в. Распределение плотности b -электронов в $t = 0$. (а) Случай 1-0. (б) Случай 1-1 и 1-2. (в) Случай 2-1, 2-2 и 3-1. n_{max} см. в таблице 2.

Рис.3а,б,в. Функция распределения по скорости b -электронов на длине $L = 3\lambda^B$, в случае 3-1 на длине $L = 5\lambda^B$ в $t = 0$. (а) Случай 1-0. (б) Случай 1-1 и 1-2. (в) Случай 2-1, 2-2 и 3-1. f_{max} см. в таблице 2.

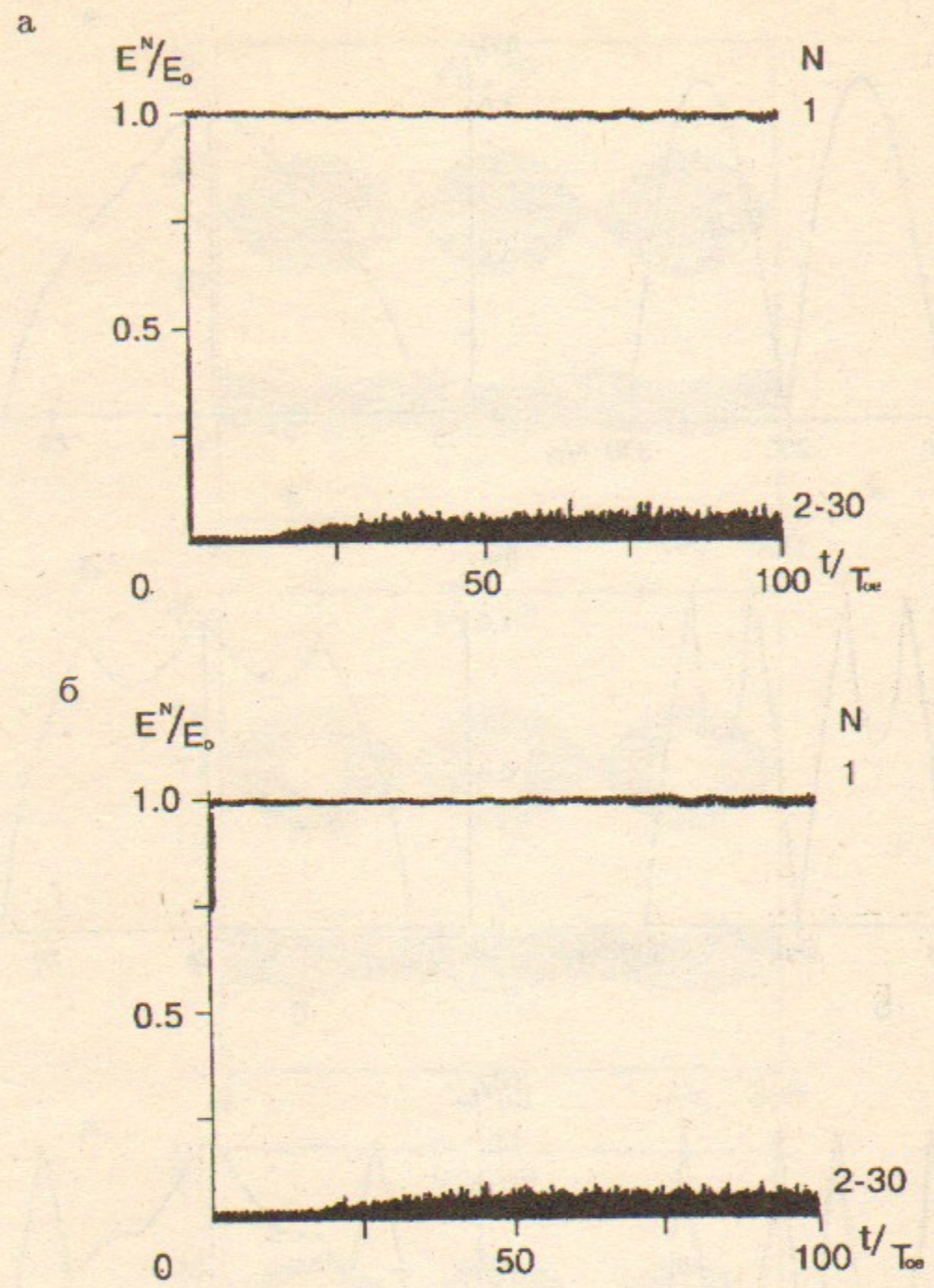


Рис. 4а, б. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 1$ и гармоник $N = 2 - 30$. (а) Случай 1 $E_0 = 17.47$. (б) Случай 2 $E_0 = 17.72$. E_0 нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$.

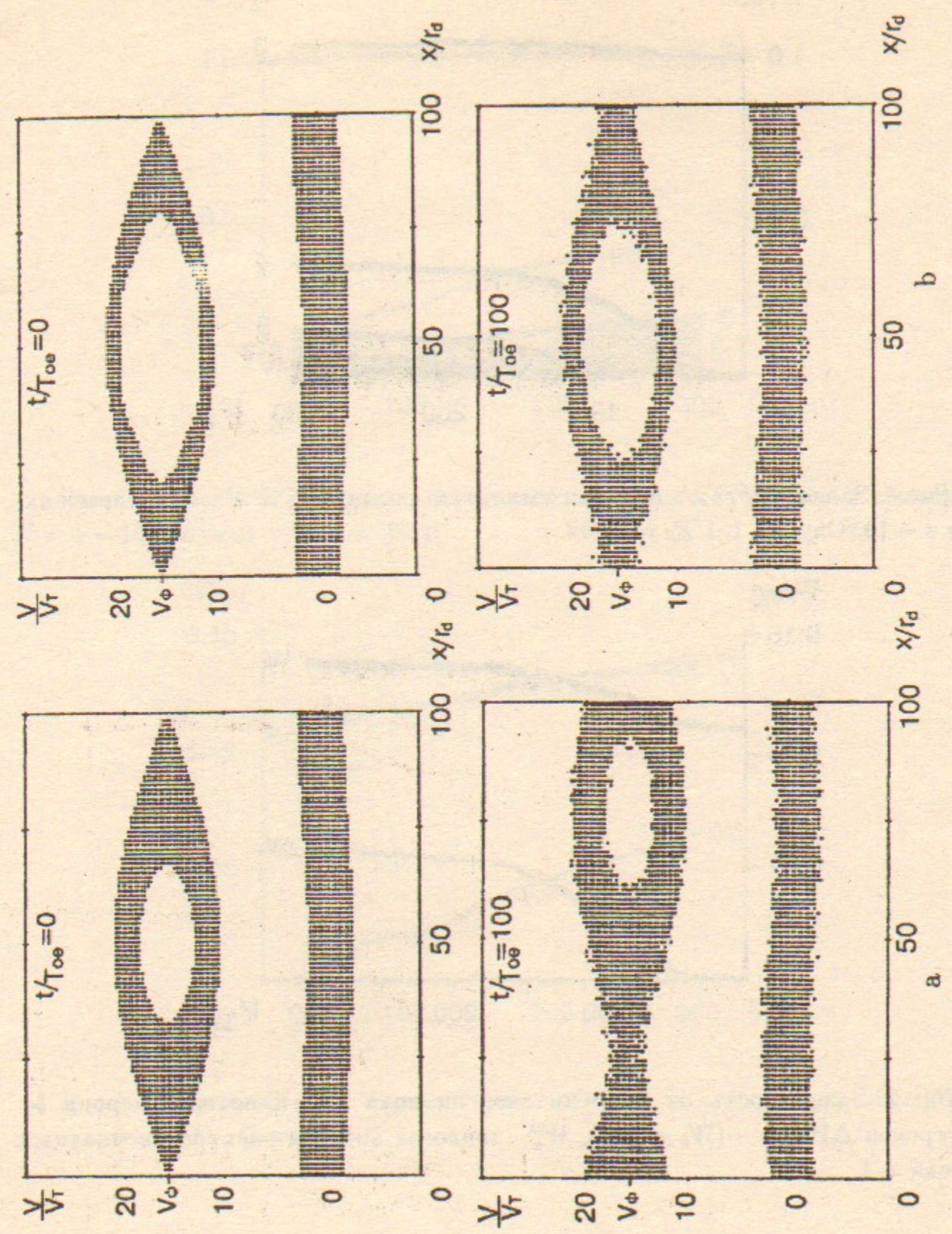


Рис. 5а, б. Фазовые плоскости электронов в $t = 0$ и $t/T_{oe} = 100$. (а) Случай 1. (б) Случай 2.

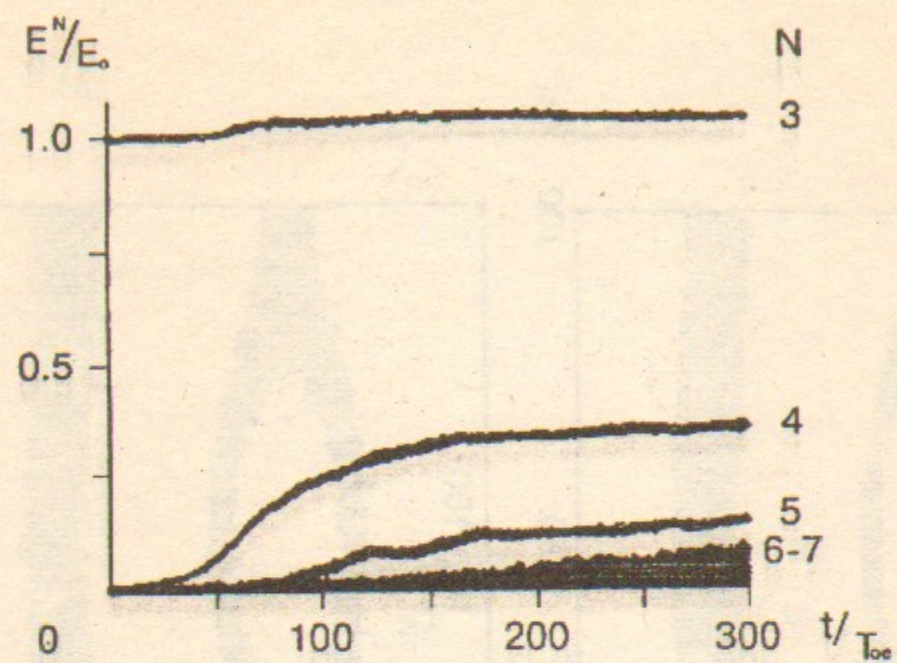


Рис.6. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$. *Случай 1-1 $E_0 = 17.47$.

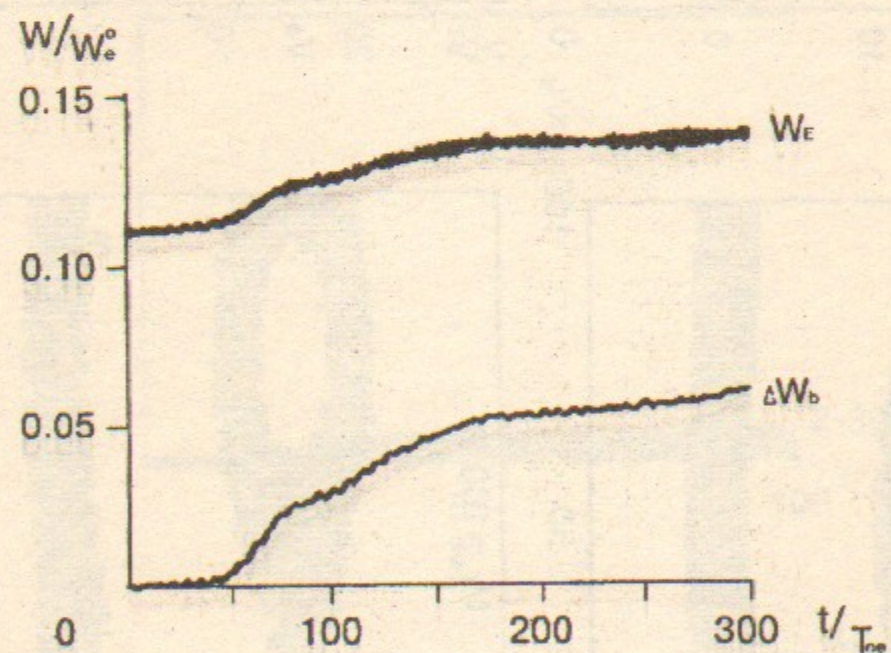


Рис.7. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии b -электронов $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$, W_e^0 -тепловая энергия электронов плазмы. Случай 1-1.

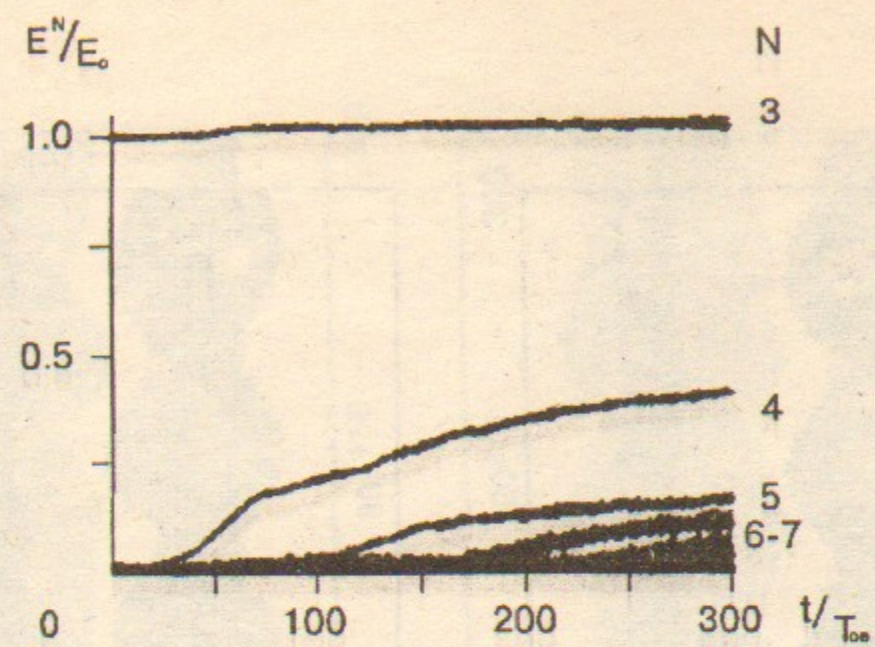


Рис.8. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$. Случай 1-0 $E_0 = 17.27$.

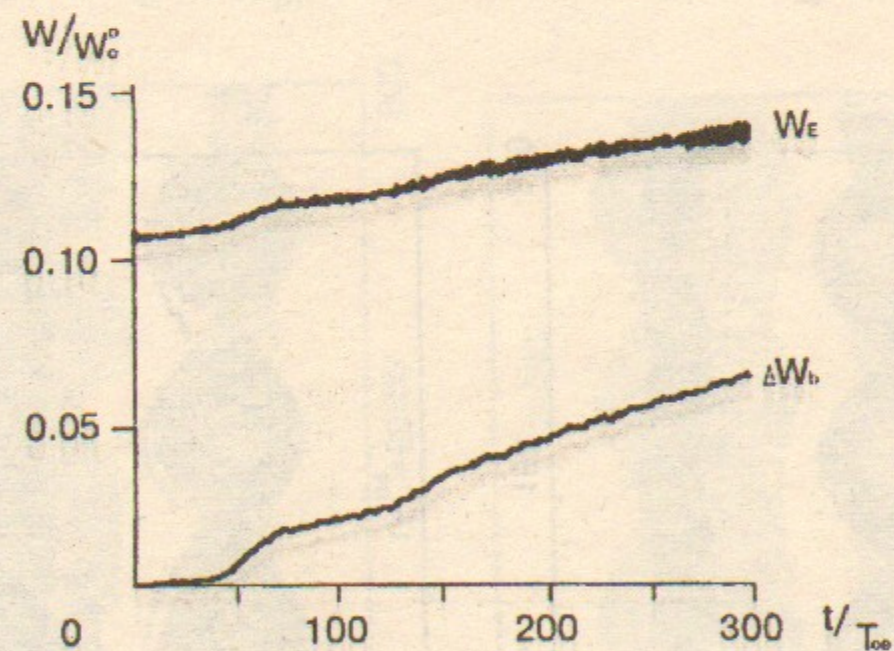


Рис.9. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 1-0.

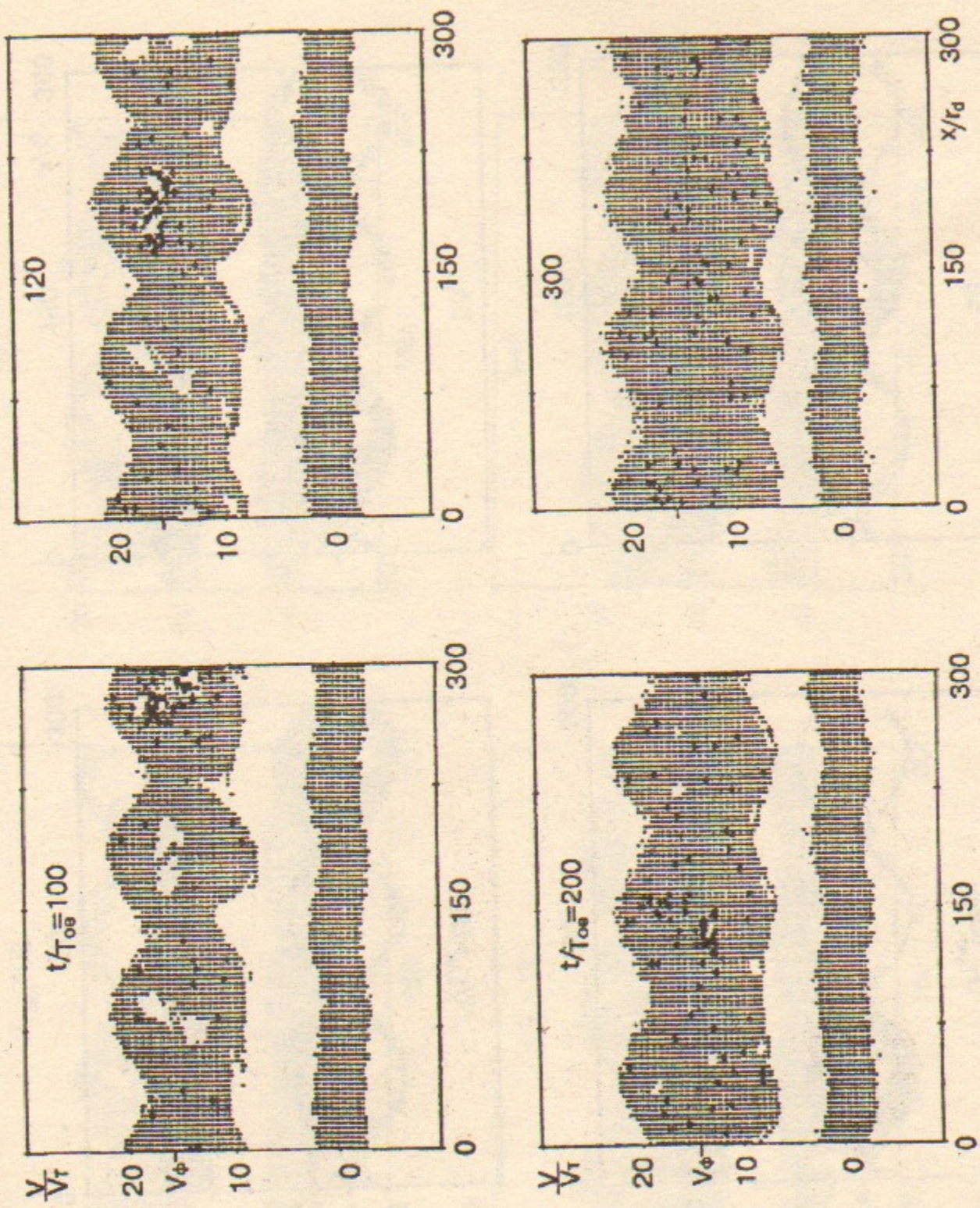
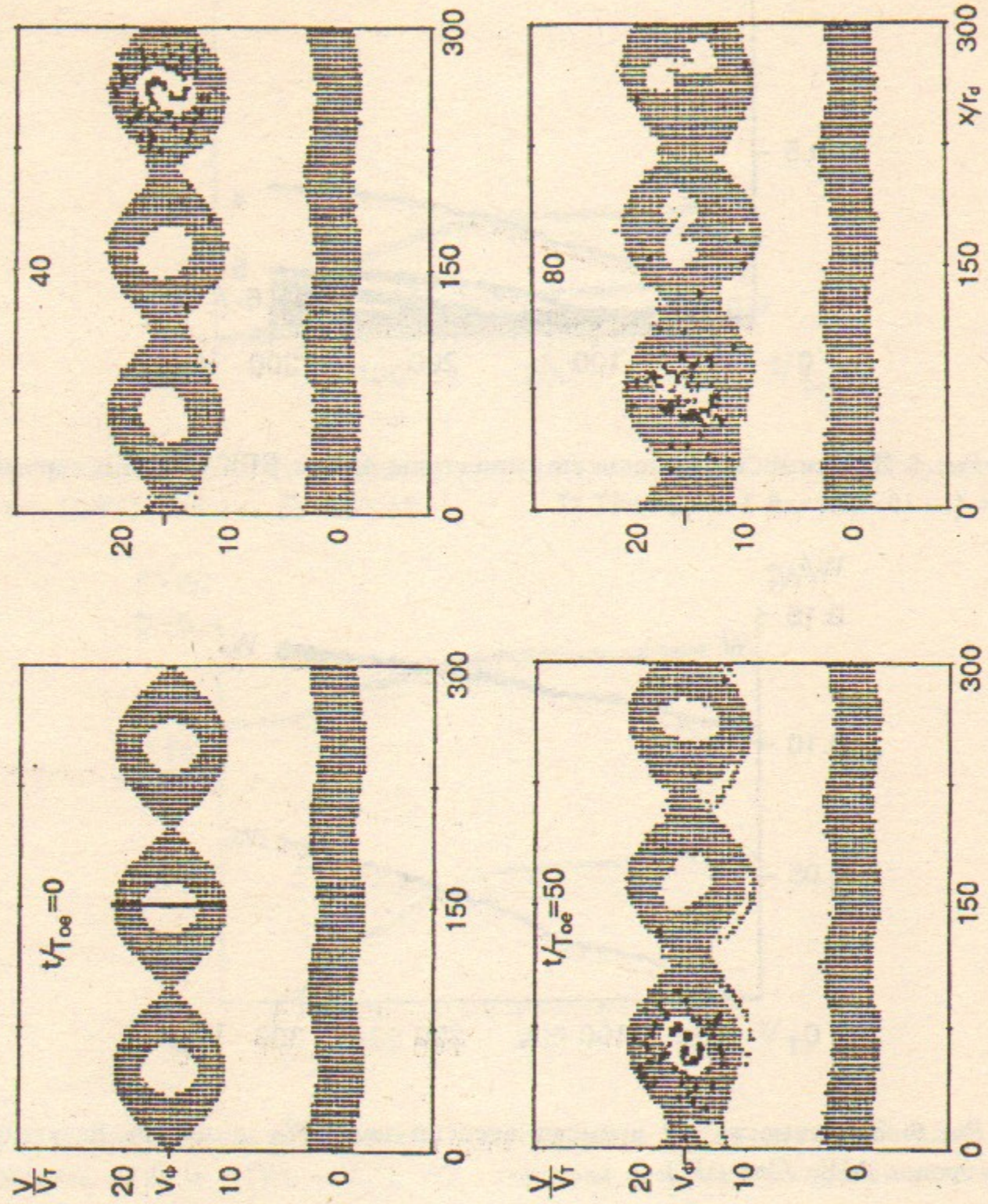


Рис. 10. Фазовые плоскости электронов. Случай 1-1.

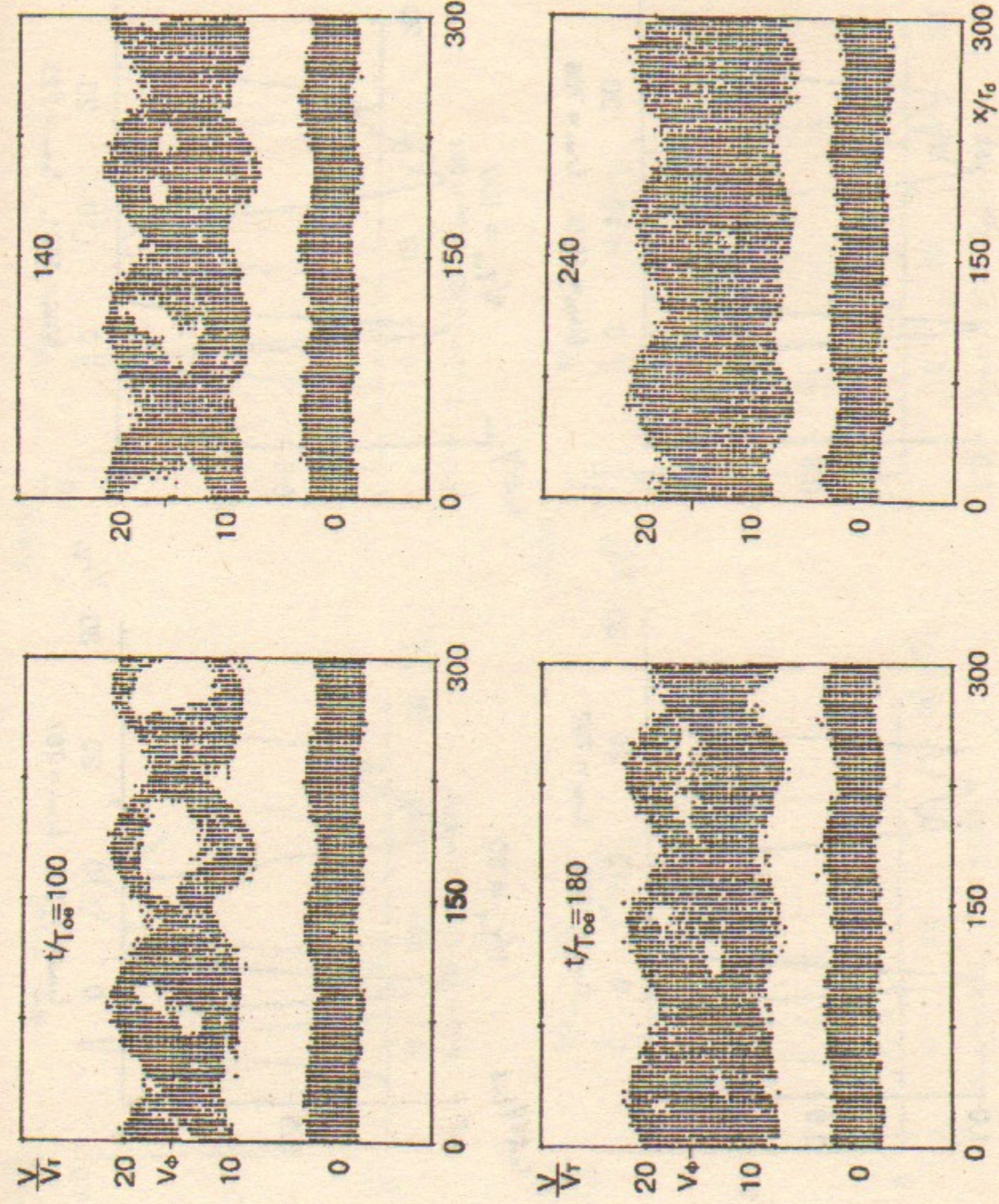
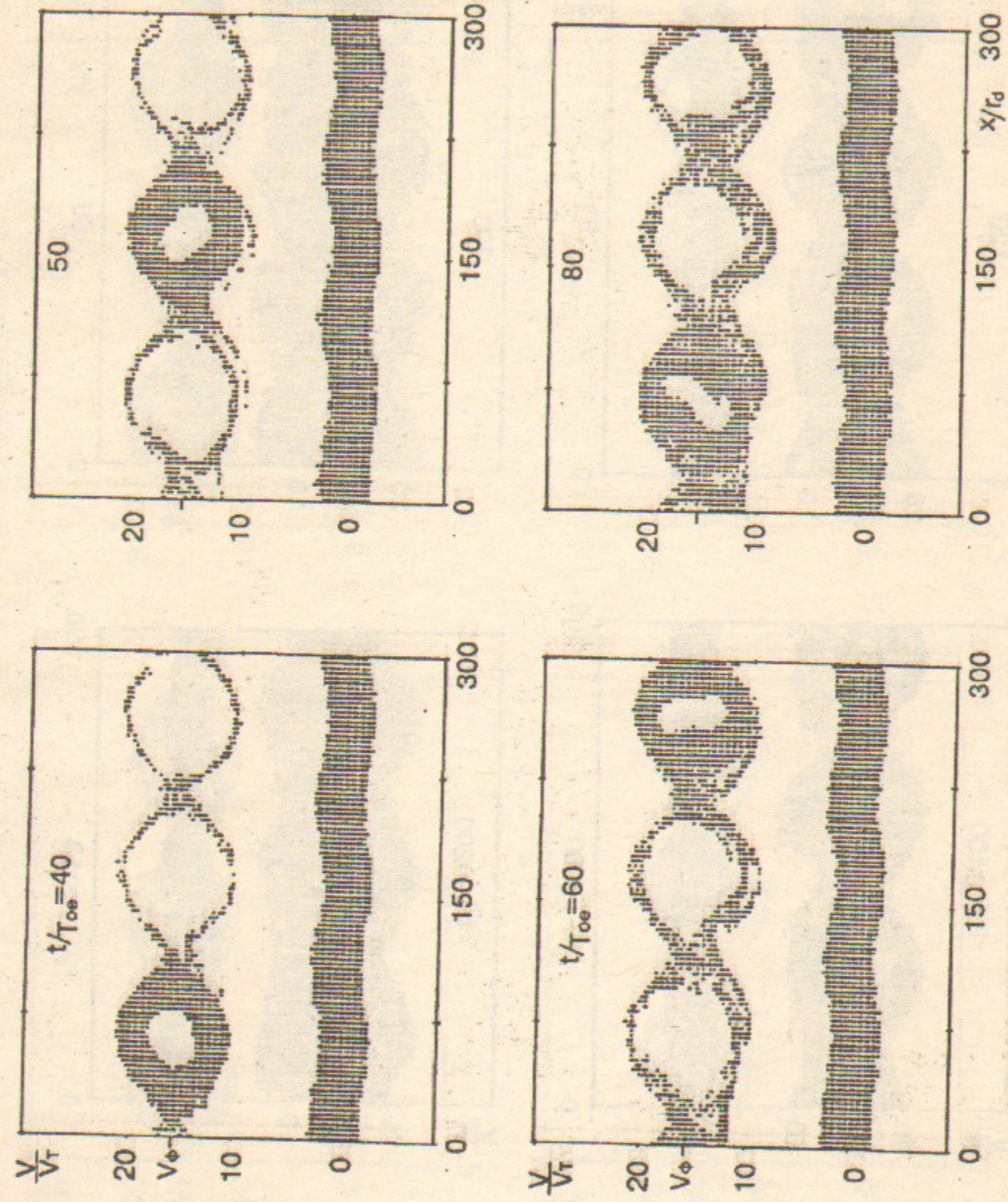


Рис. 11. Фазовые плоскости электронов. Не отмечены b -электроны с ϵ_0 , V_0 на длине $\Delta x = 2\lambda^B$.
Случай 1-1.

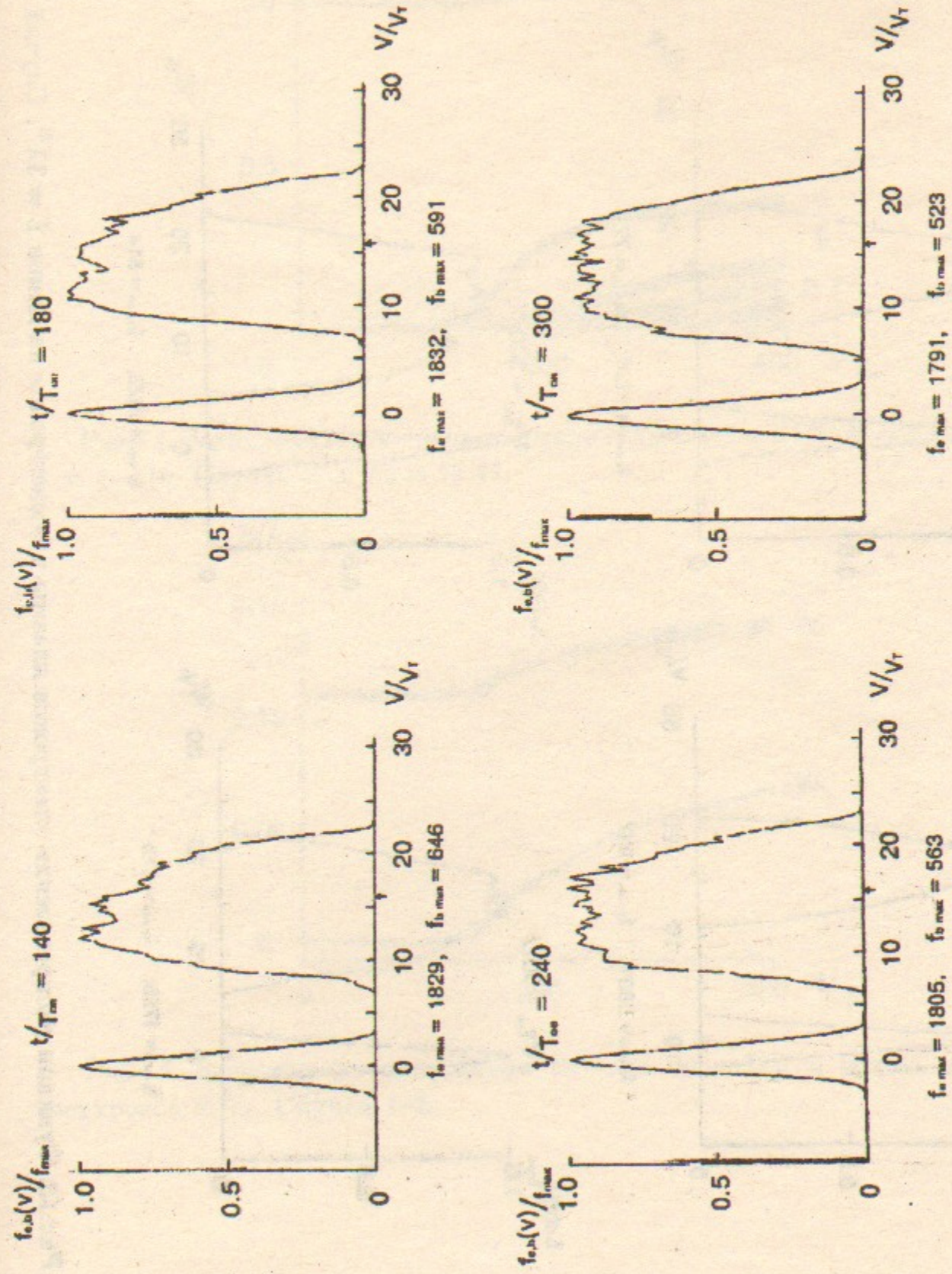
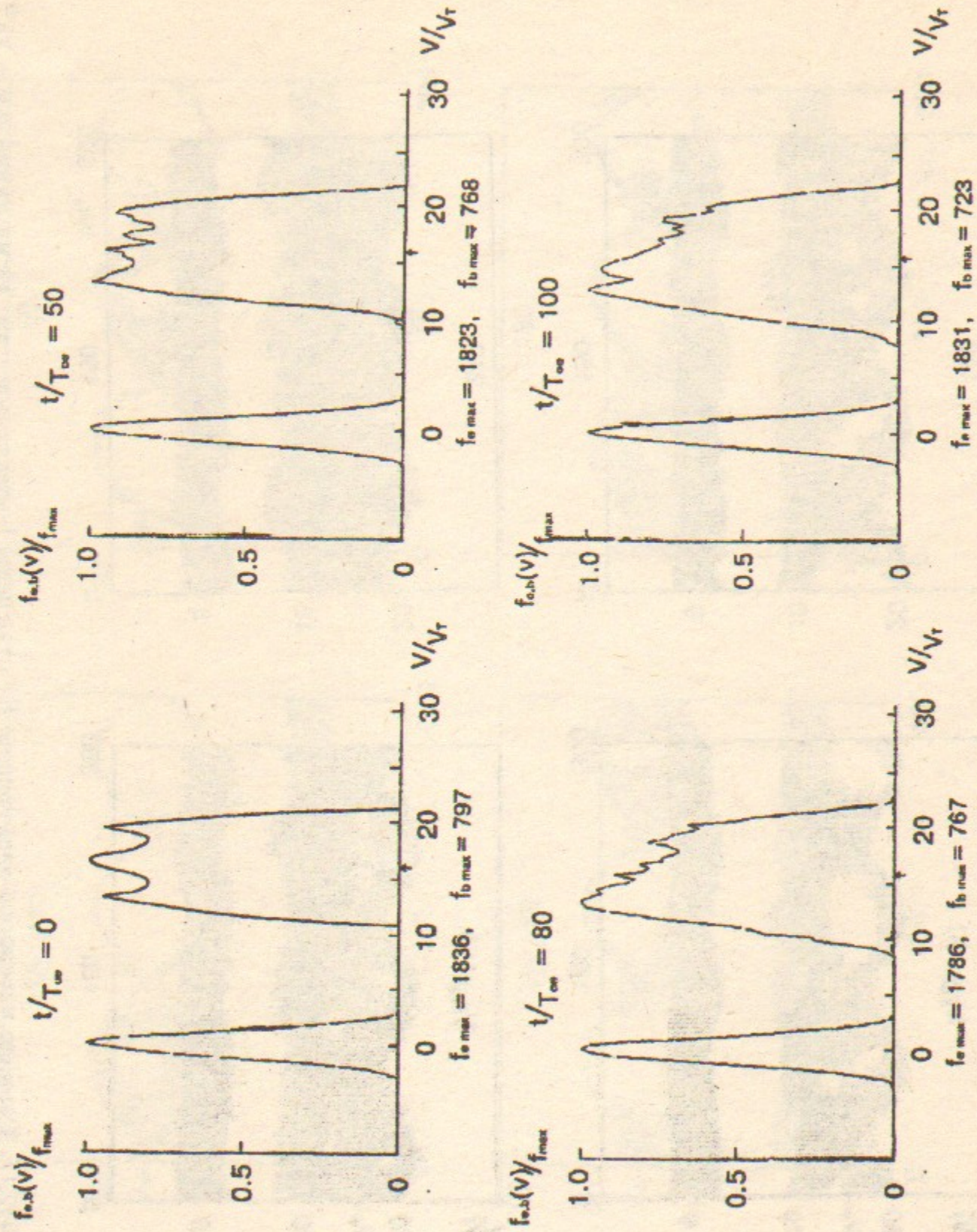


Рис. 12. Функции распределения электронов плазмы и *b*-электронов на длине $L = 3\lambda^B$. Случай 1-1. Стрелкой отмечена фазовая скорость волны БГК $V_\Phi^B/V_T = 15.96$; $\Delta V/V_T = 0.32$.

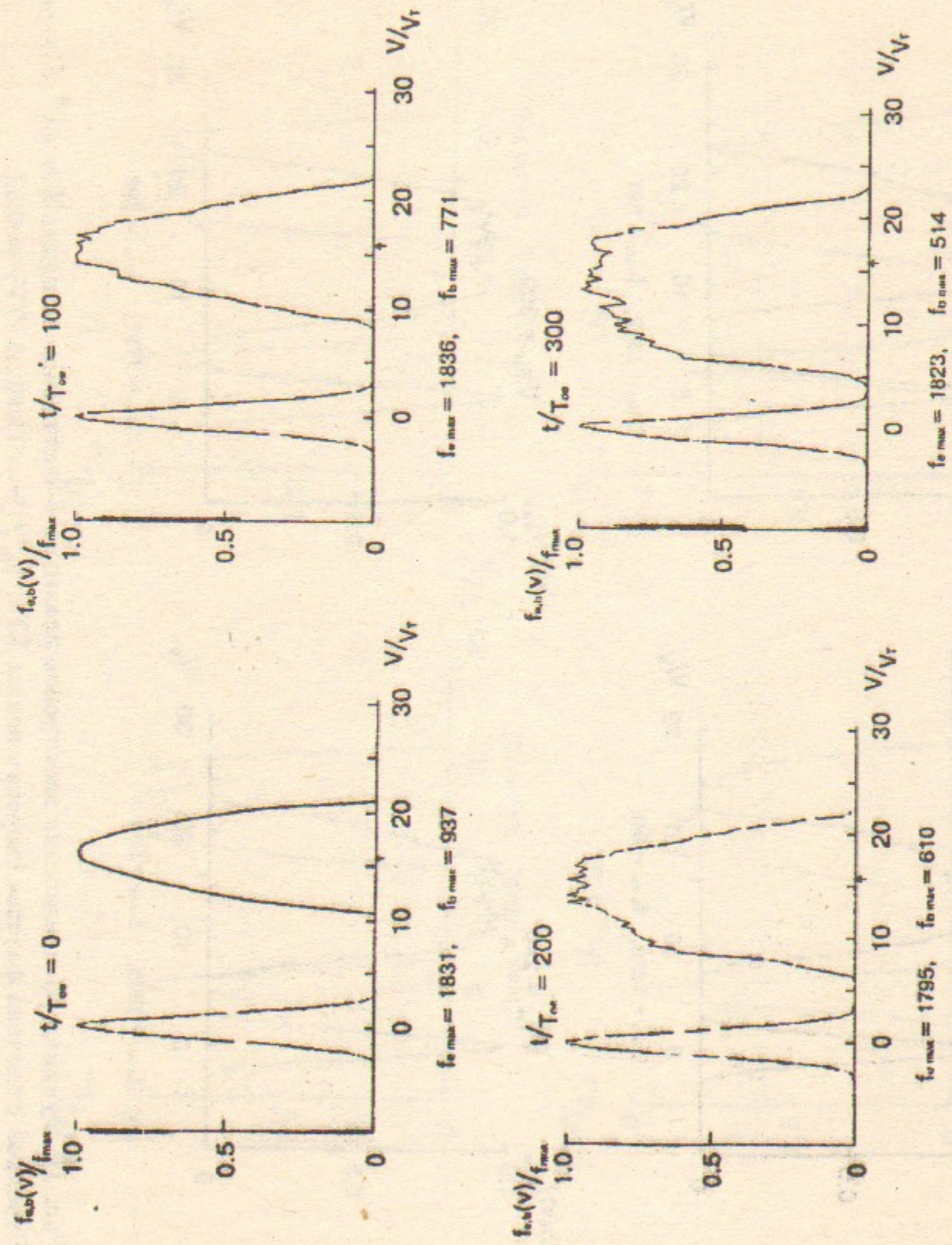


Рис. 13. Функции распределения электронов плазмы и *b*-электронов на длине $L = 3\lambda^B$. Случай 1-0.

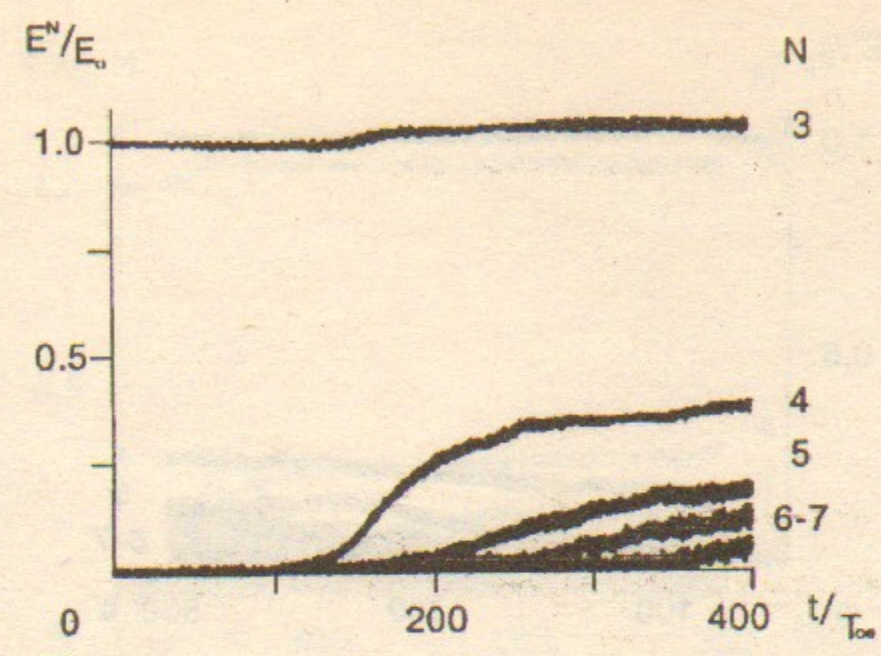


Рис. 14. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$. Случай 1-2. $E_0 = 17.47$.

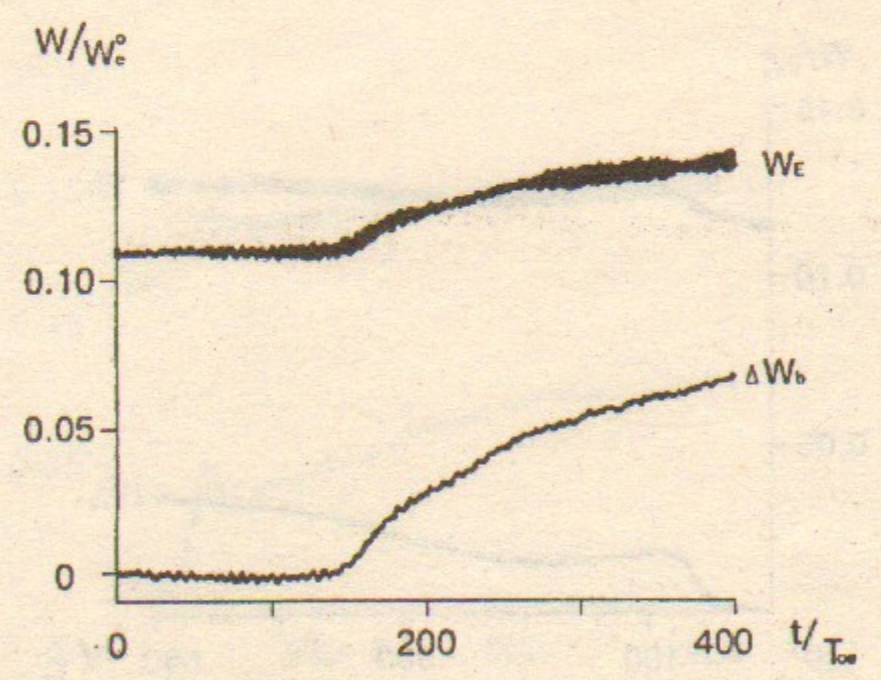


Рис. 15. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии *b*-электронов ΔW_b . Случай 1-2.

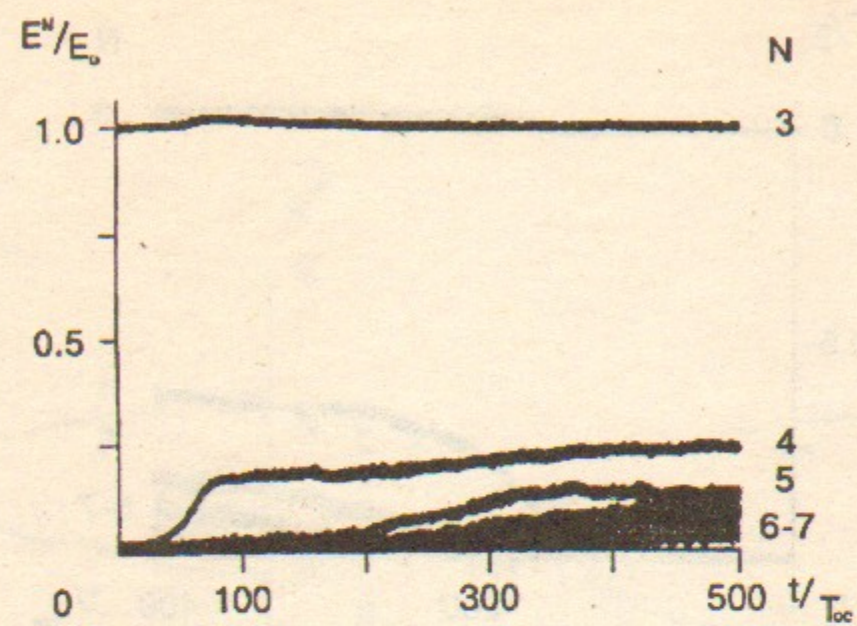


Рис.16. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$. Случай 2-1. $E_0 = 17.72$.

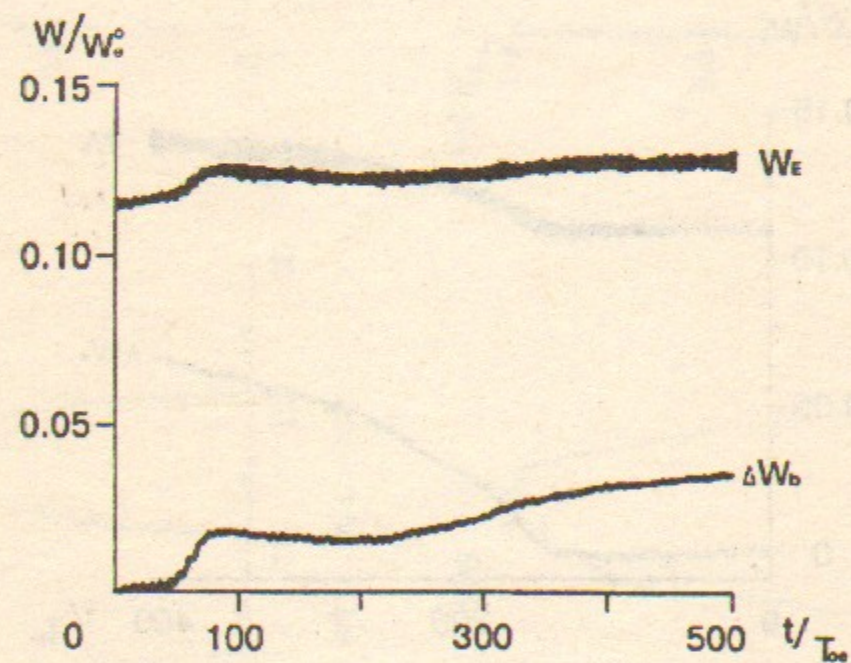


Рис.17. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 2-1.

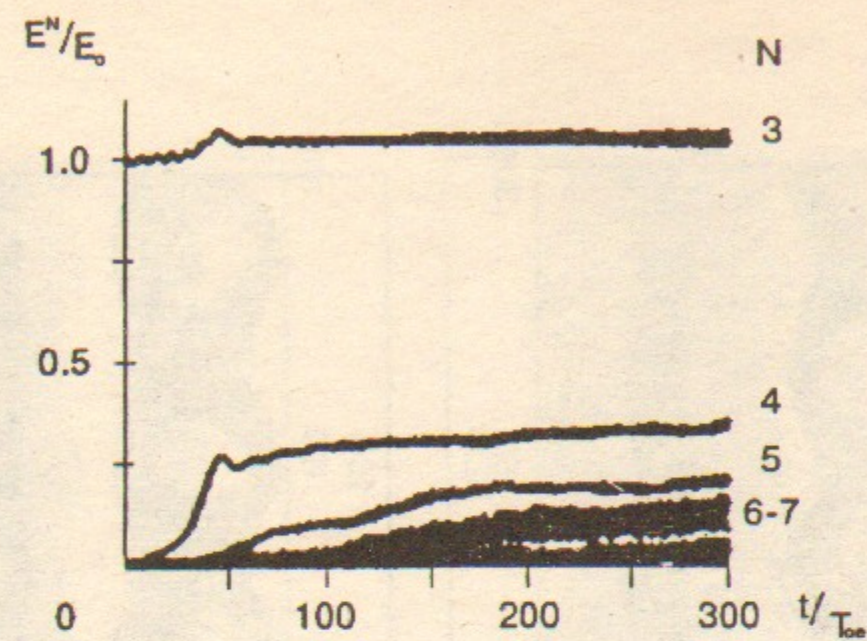


Рис.18. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 3$ и гармоник $N = 4 - 10$. Случай 2-2. $E_0 = 17.74$.

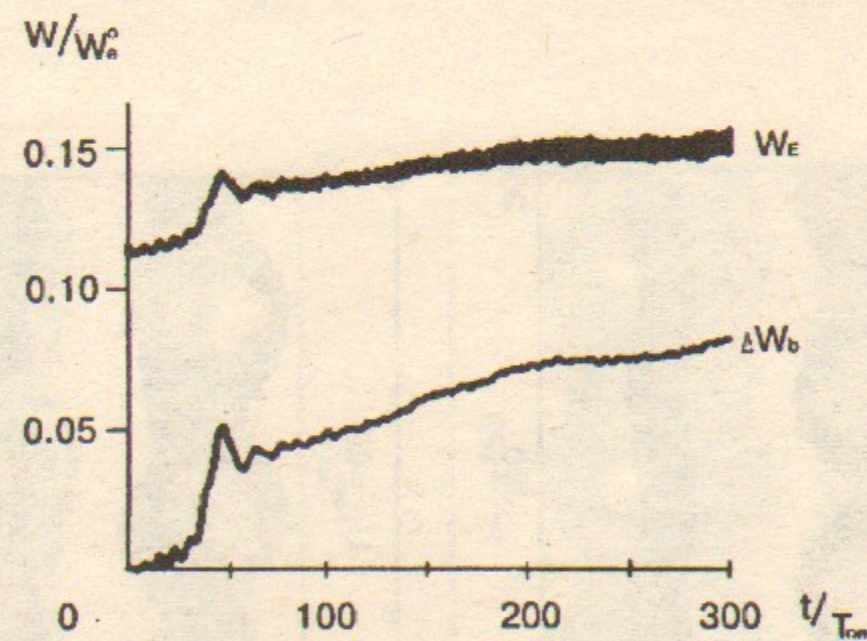


Рис.19. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 2-2.

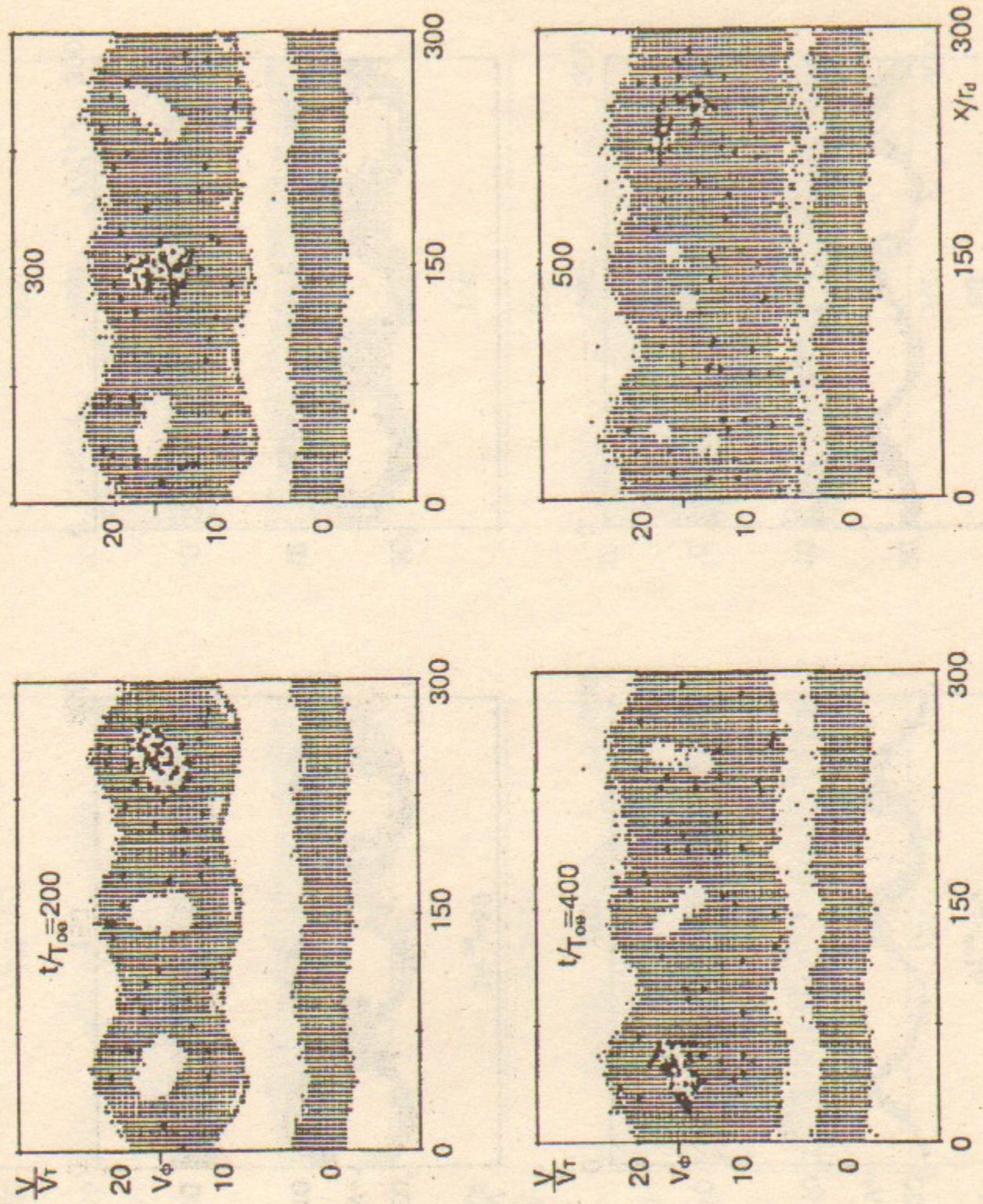
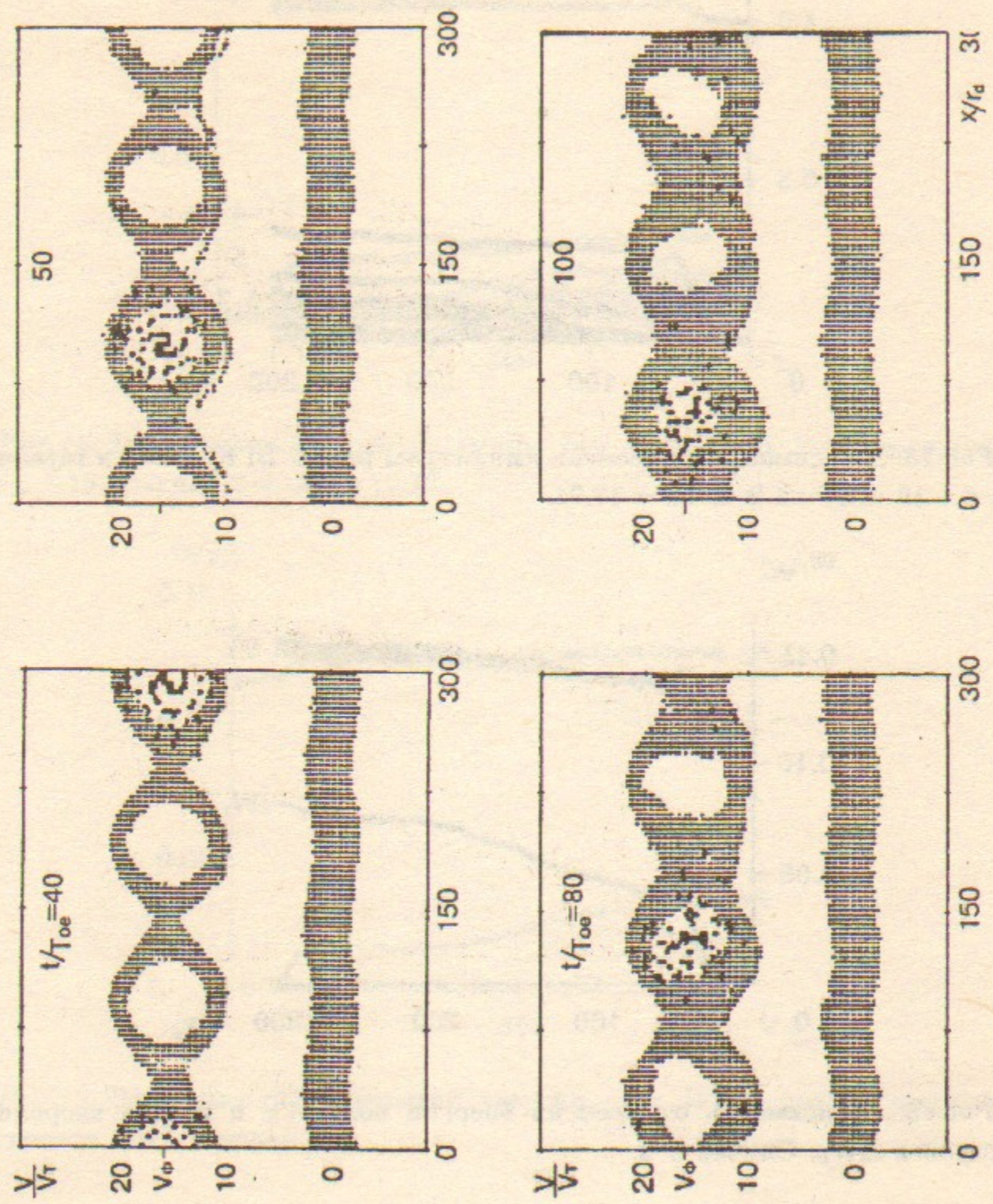


Рис. 20. Фазовые плоскости электронов. Случай 2-1.

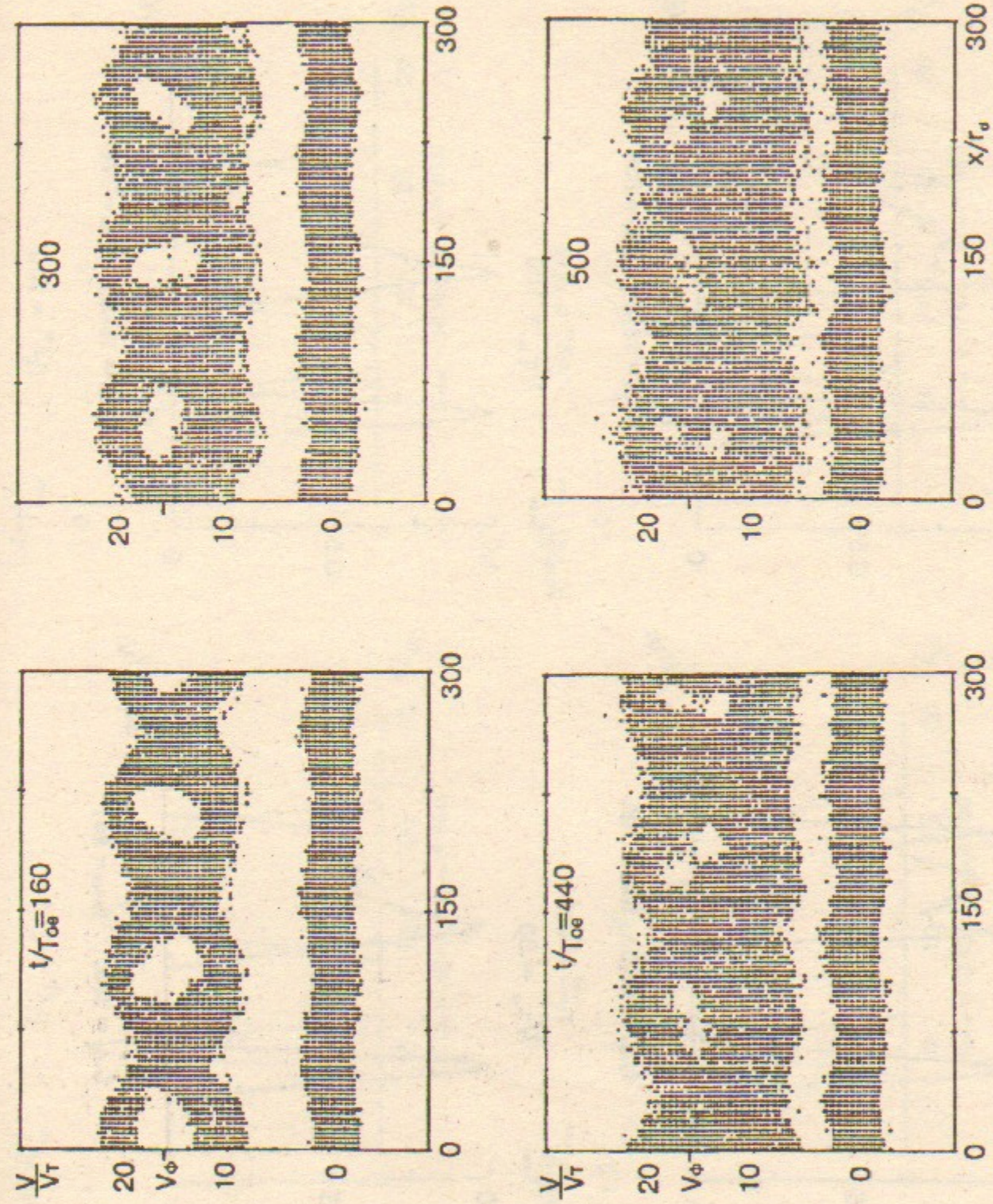
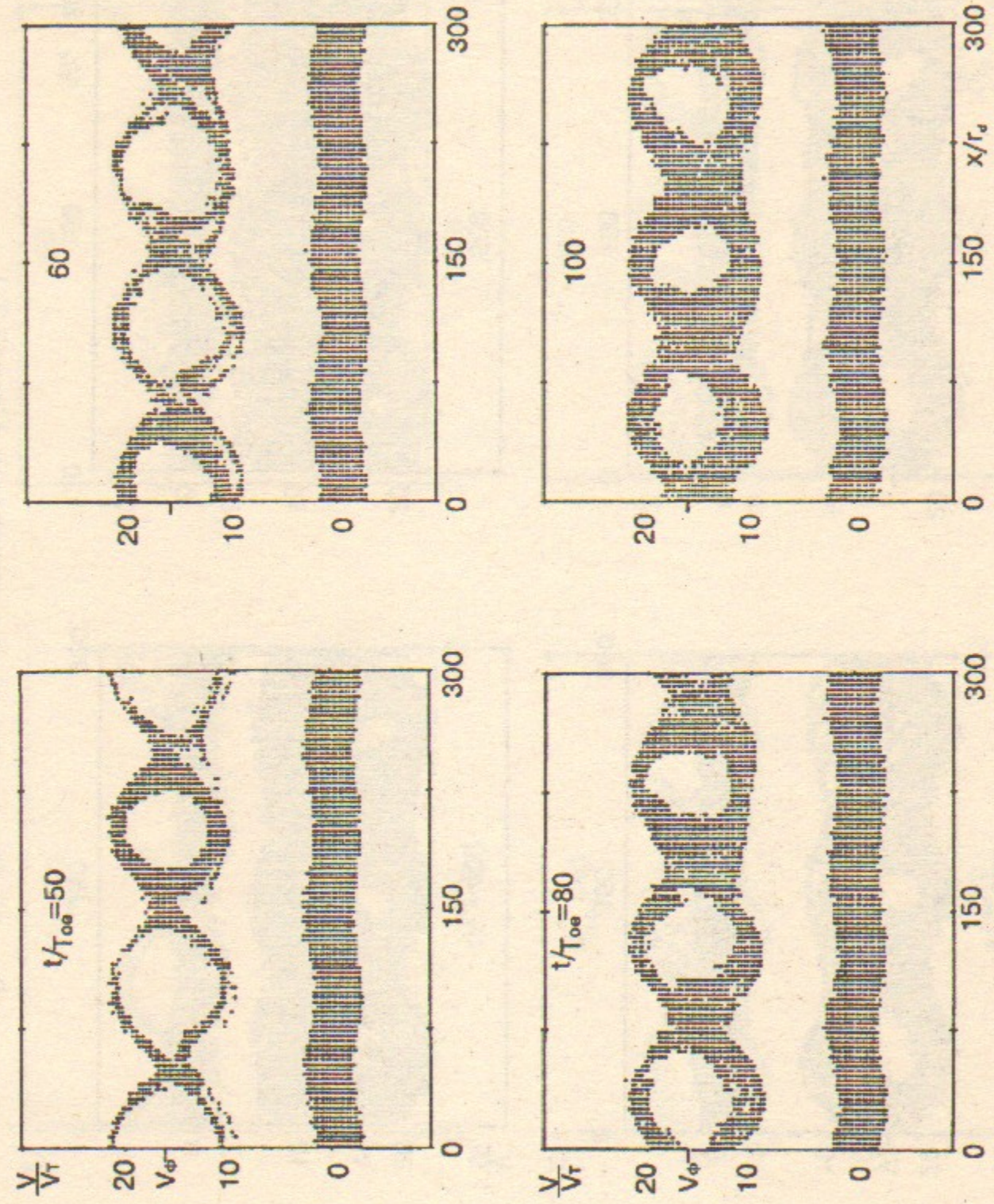


Рис. 21. Фазовые плоскости электронов. Не отмечены b -электроны с x_0 , V_0 на длине $\Delta x = 2\lambda^B$. Случай 2-1.

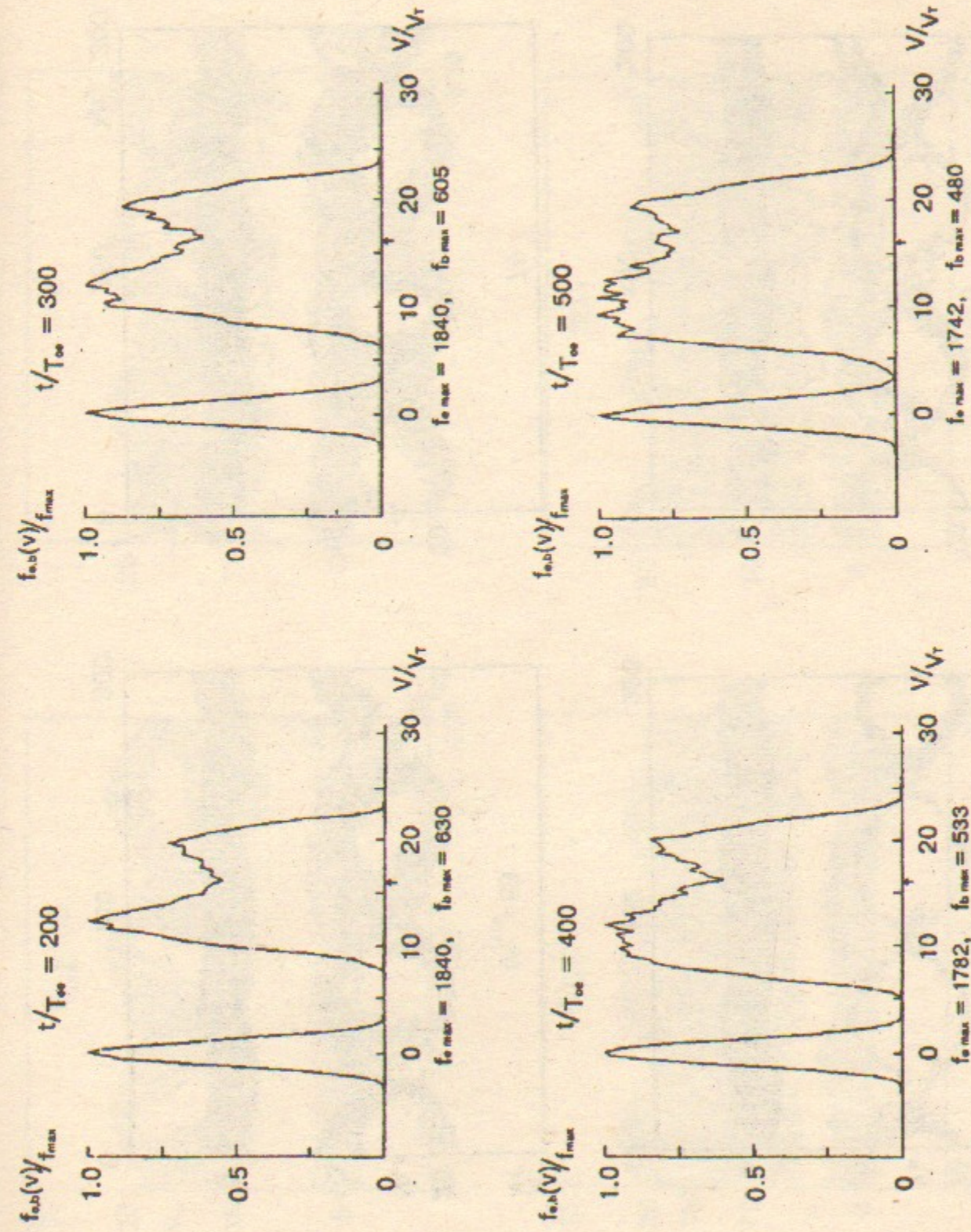
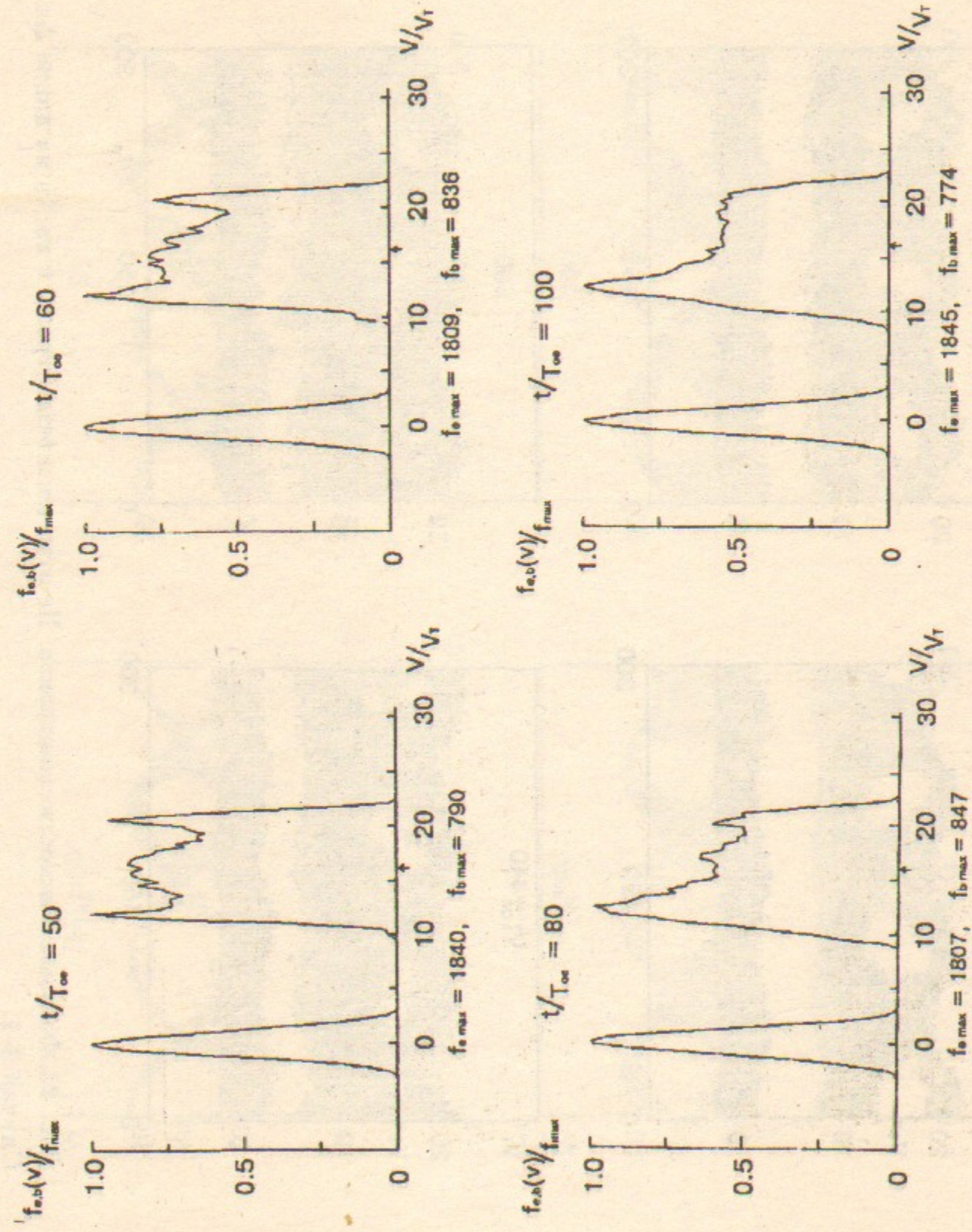


Рис. 22. Функции распределения электронов плазмы и *b*-электронов на длине $L = 3\lambda^B$. Случай 2-1. Стрелкой отмечена $V_\Phi^B/V_T = 16.08$; $\Delta V/V_T = 0.32$.

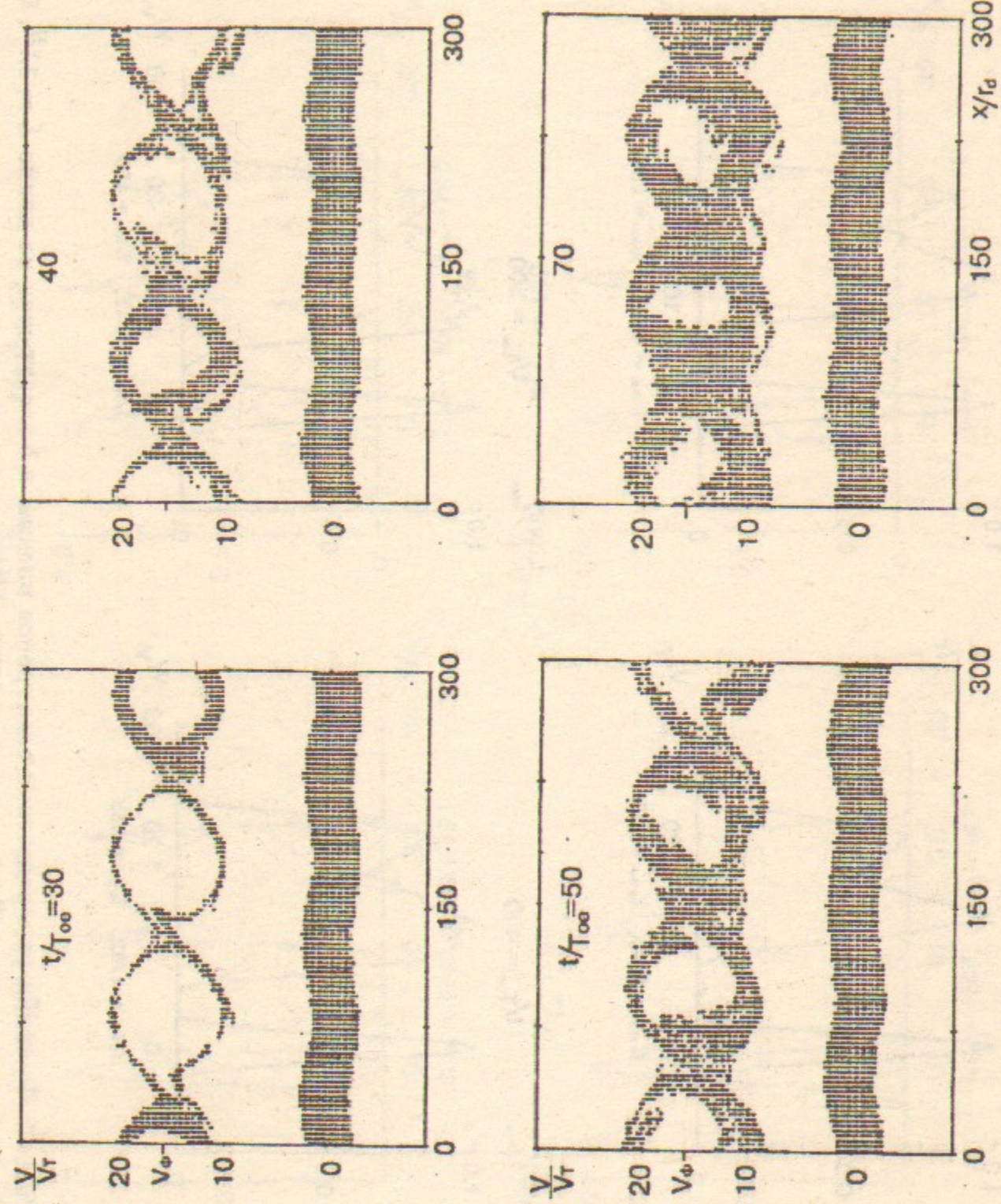


Рис. 23. Фазовые плоскости электронов. Не отмечены b -электроны с x_0, V_0 на длине $\Delta x = 2\lambda^B$. Случай 2-2.

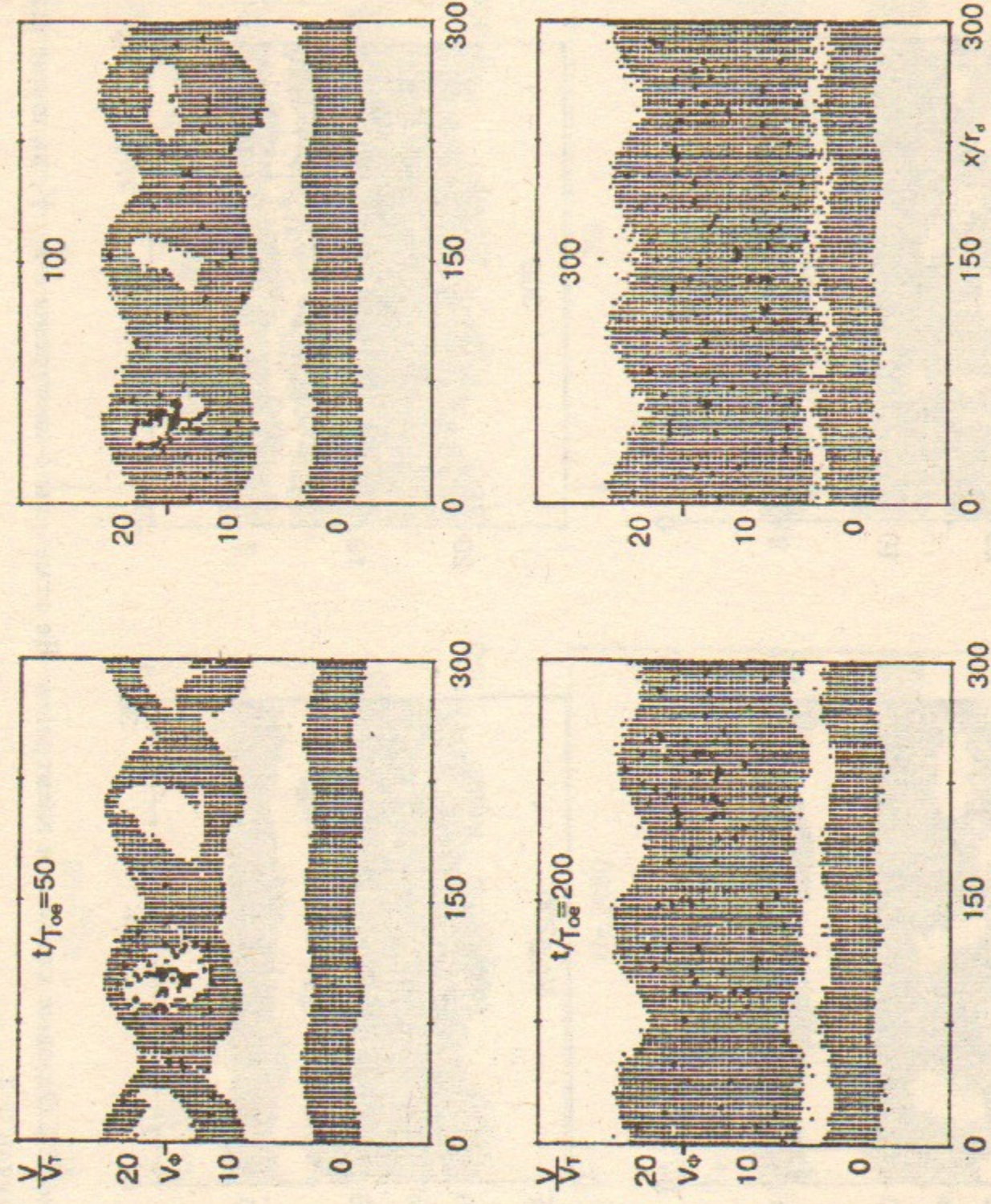


Рис.24. Фазовые плоскости электронов. Случай 2-2.

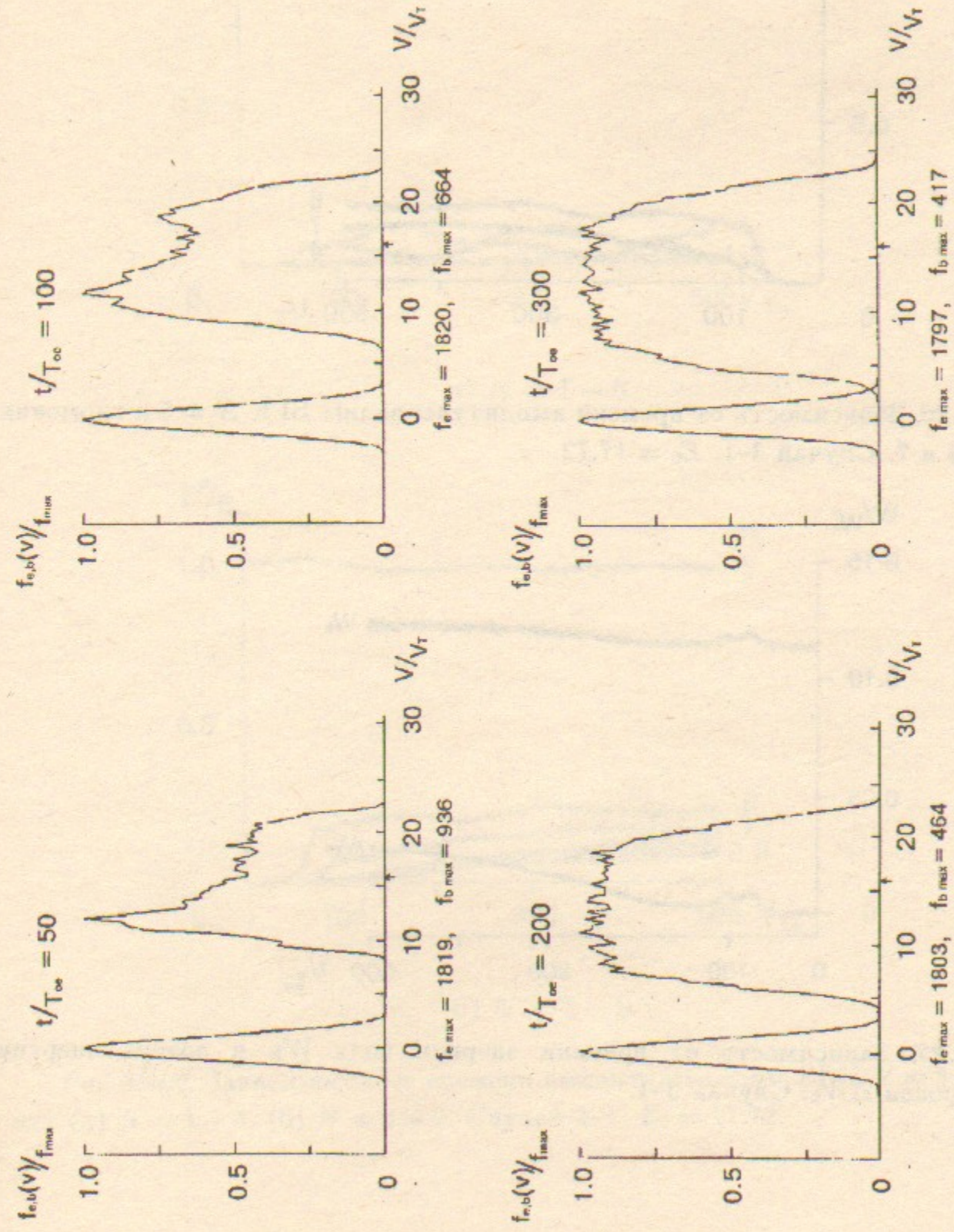


Рис.25. Функции распределения электронов плазмы и *b*-электронов на длине $L = 3\lambda^B$. Случай 2-2. Стрелкой отмечена $V_{\Phi}^B/V_T = 16.08$; $\Delta V/V_T = 0.32$.

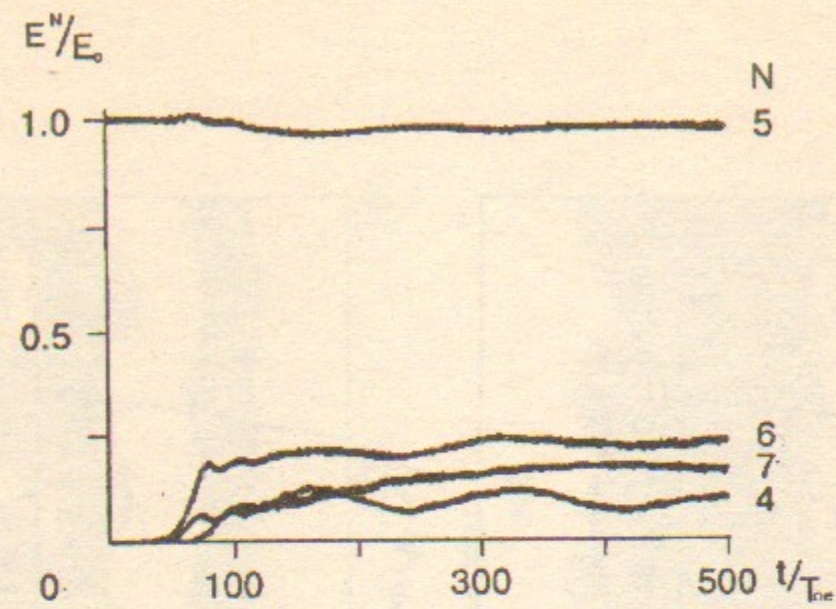


Рис.26. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 5$ и гармоник $N = 4, 6$ и 7 . Случай 3-1. $E_0 = 17.72$.

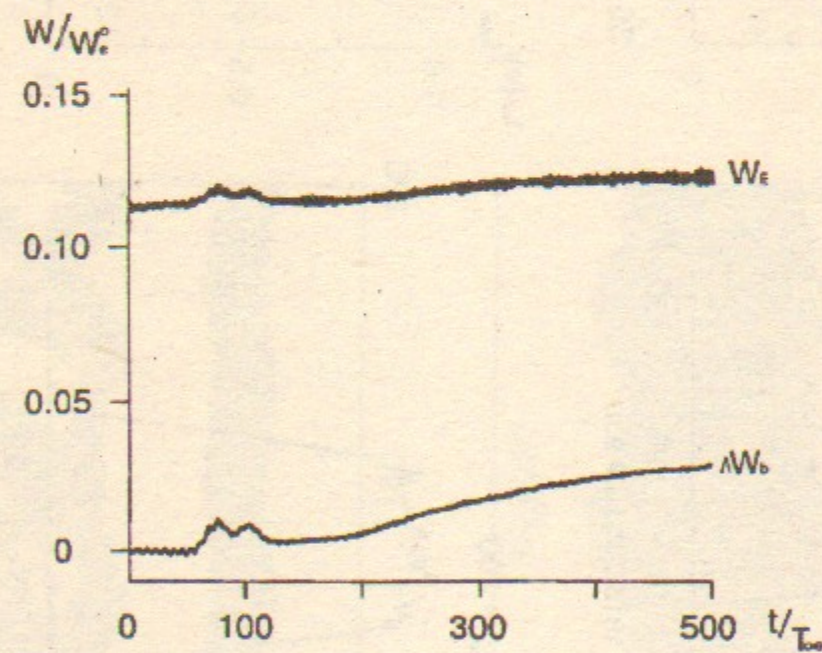
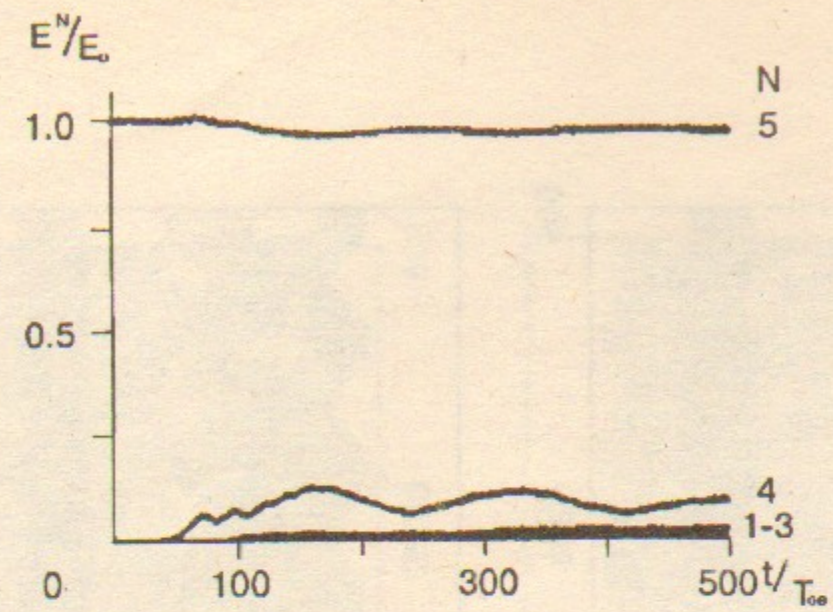
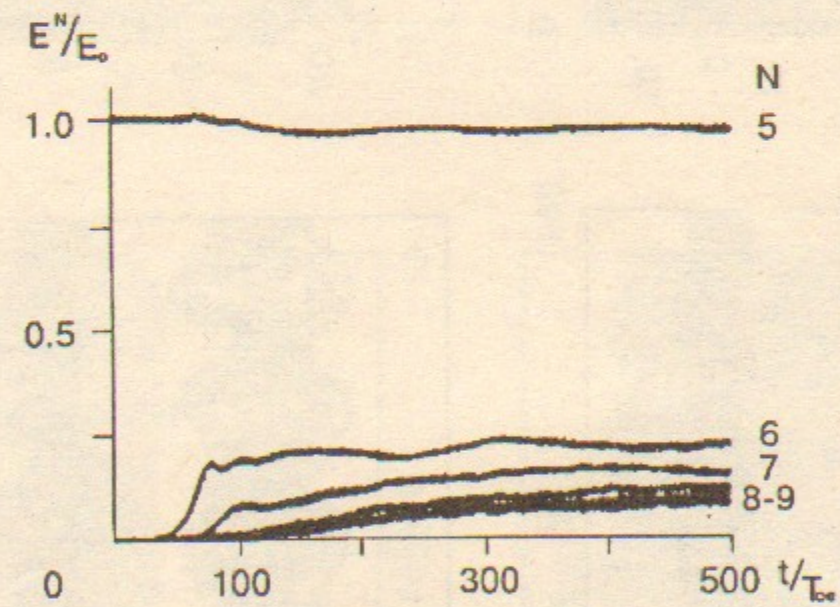


Рис.27. Зависимость от времени энергии поля W_E и потерь энергии b -электронов ΔW_b . Случай 3-1.



а) $N = 1 - 5$



б) $N = 5 - 9$

Рис.28а,б. Зависимость от времени амплитуды волны БГК $N = 5$ и гармоник (а) $N = 1 - 4$. (б) $N = 6 - 9$. Случай 3-1. $E_0 = 17.72$.

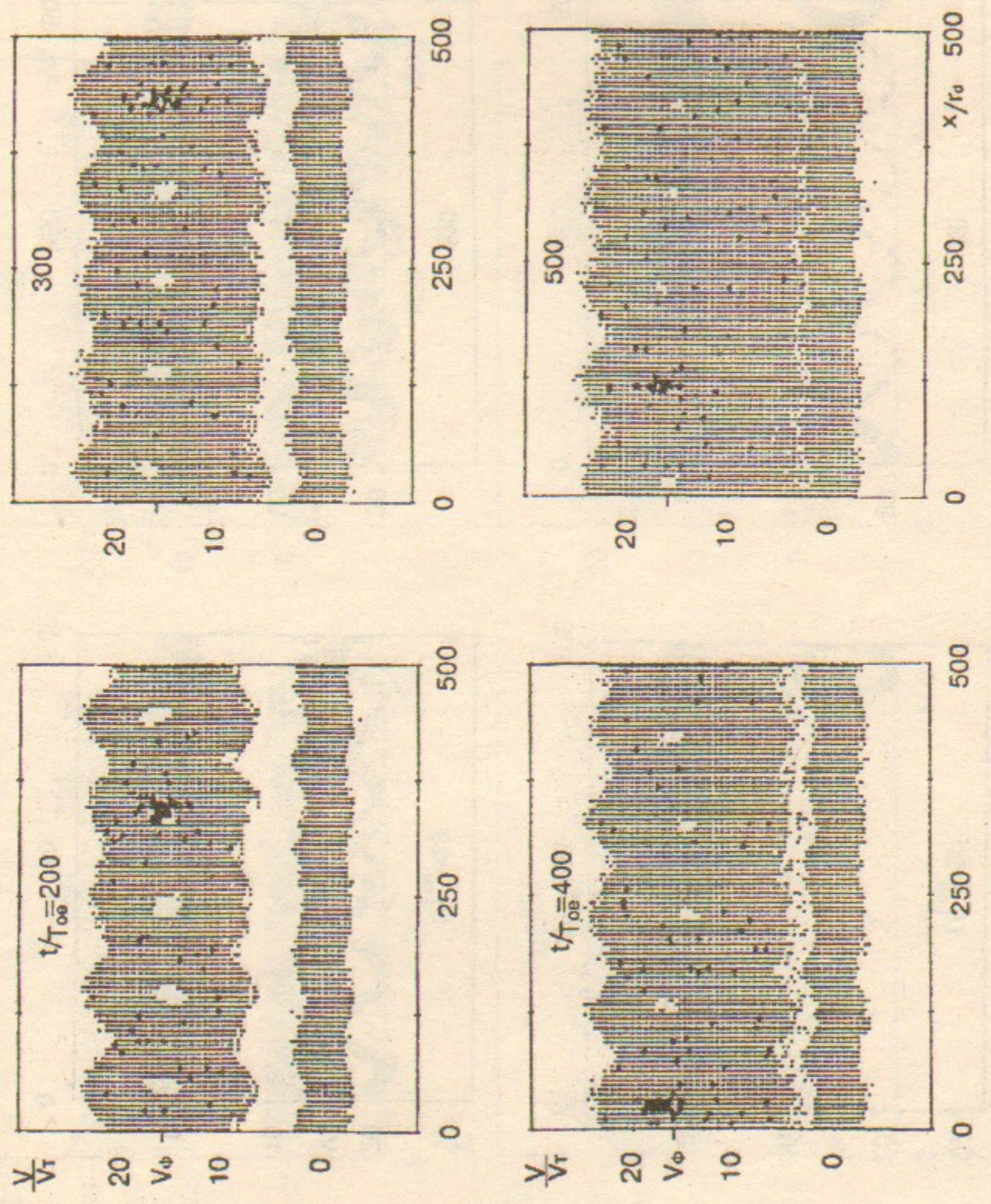
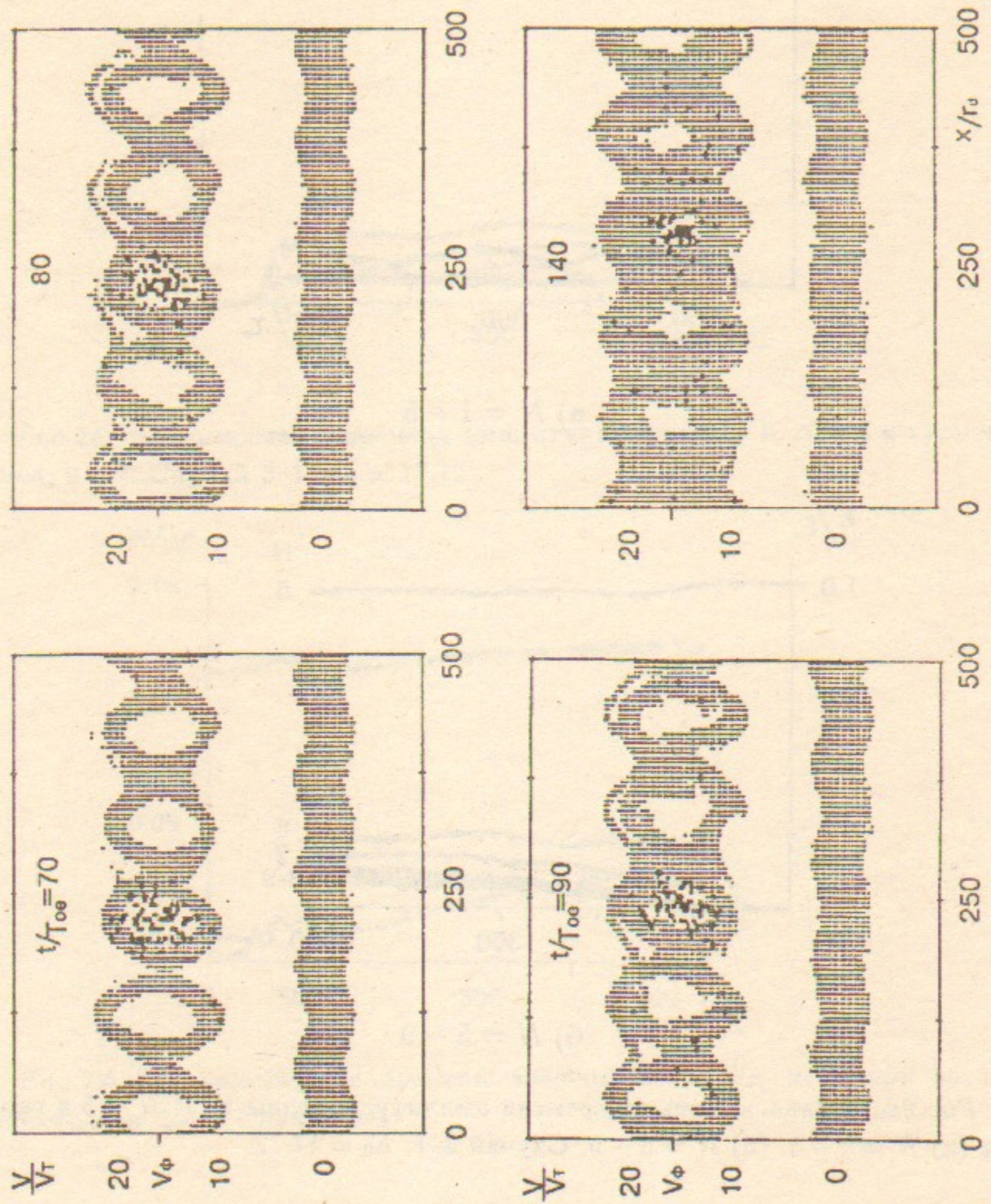


Рис. 29. Фазовые плоскости электронов. Случай 3-1.

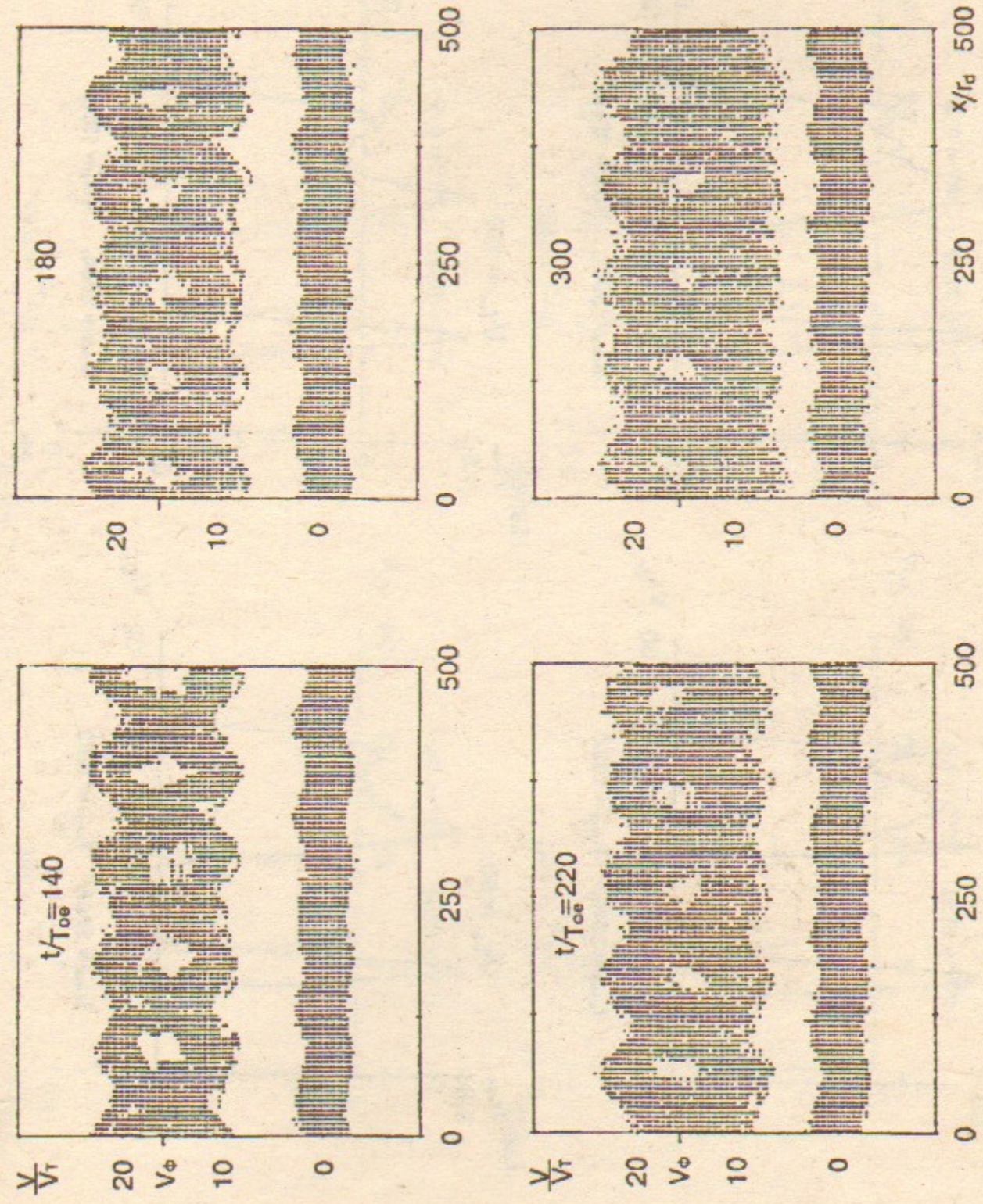
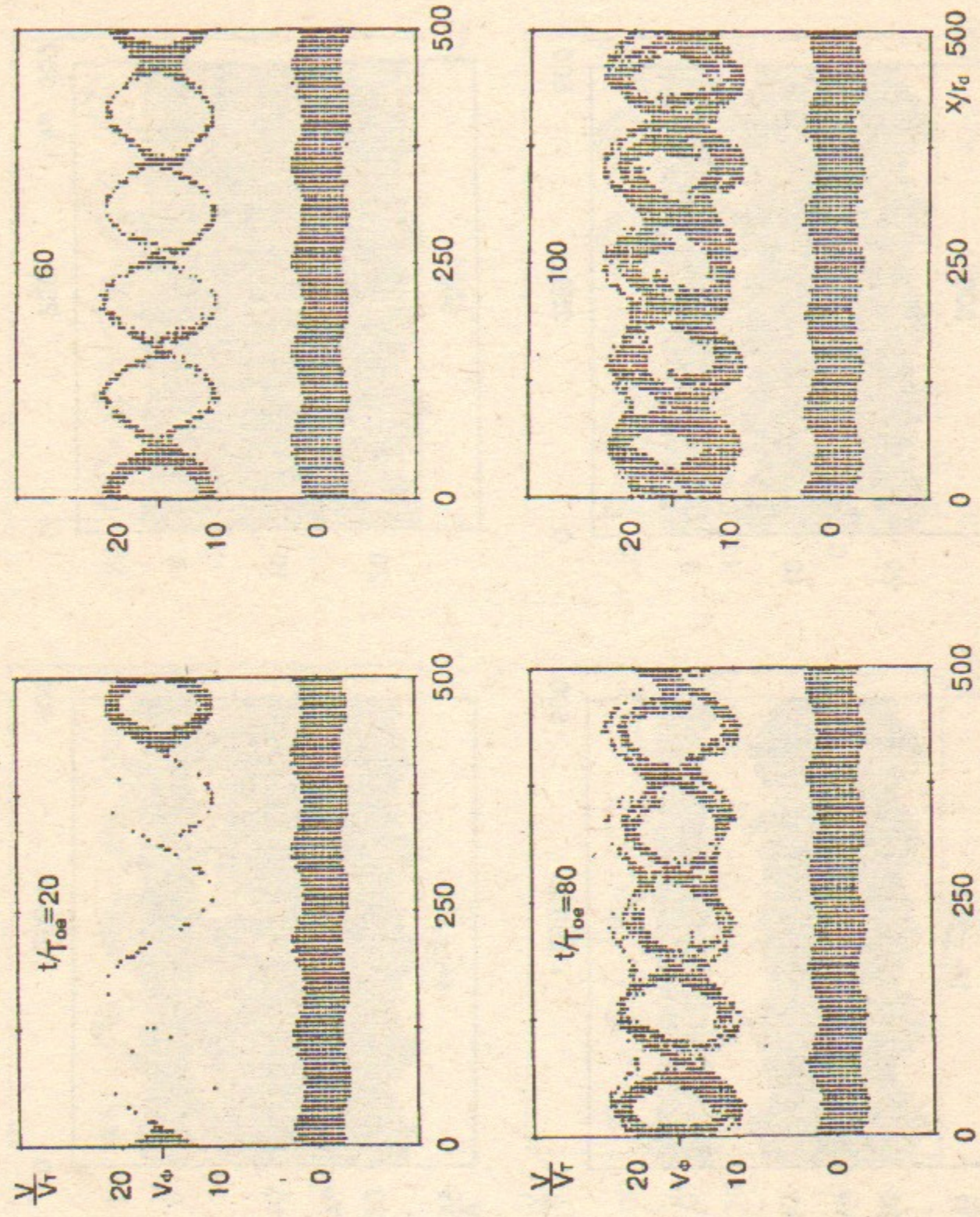


Рис. 30. Фазовые плоскости электронов. Не отмечены b -электроны с x_0, V_0 на длине $\Delta x = 4\lambda^B$. Случай 3-1.

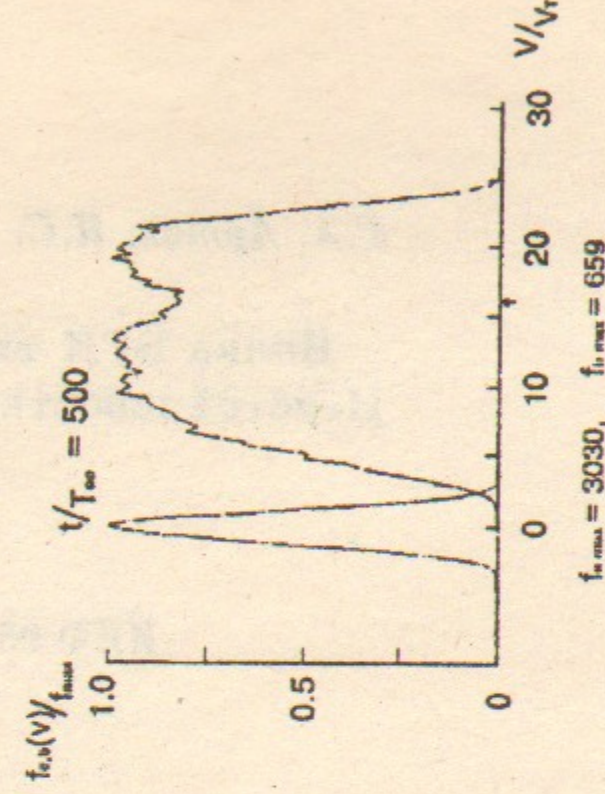
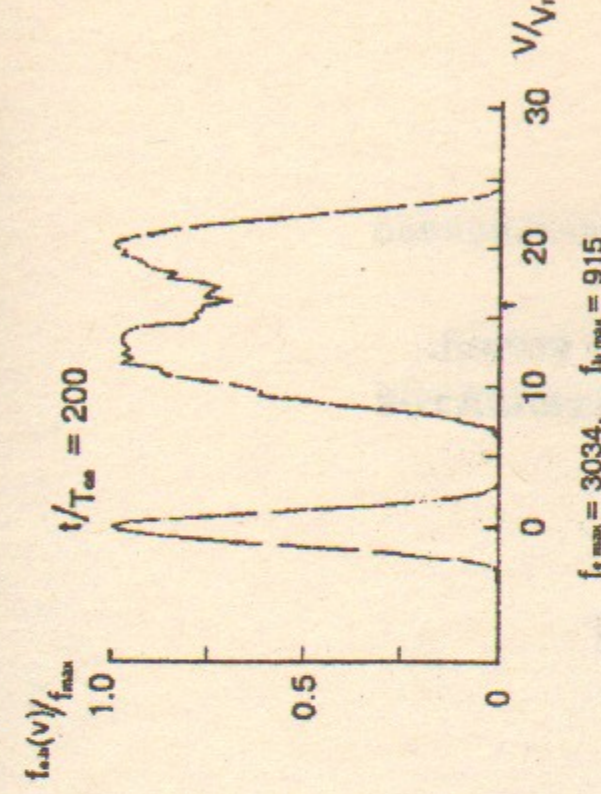
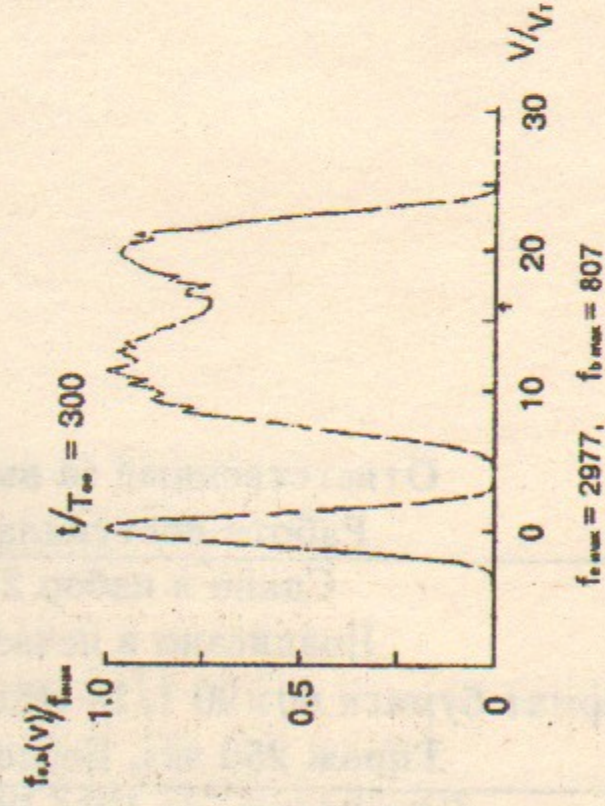
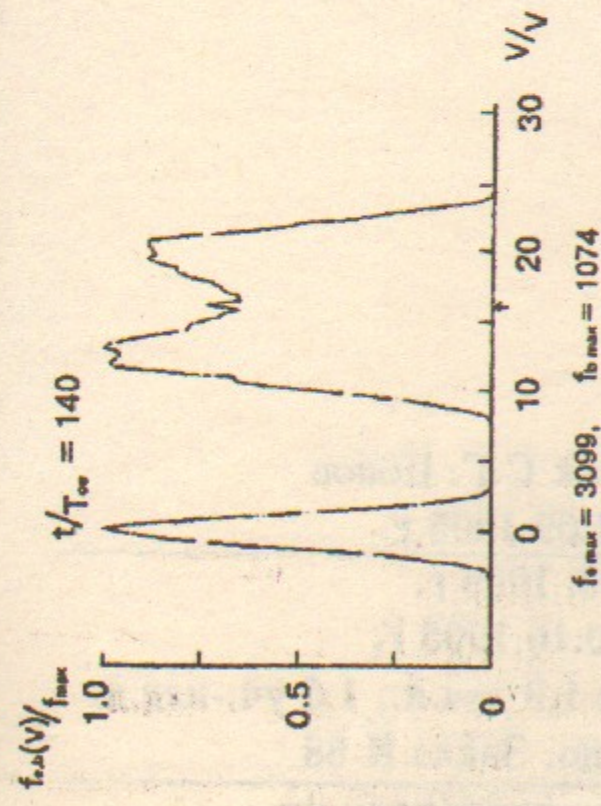
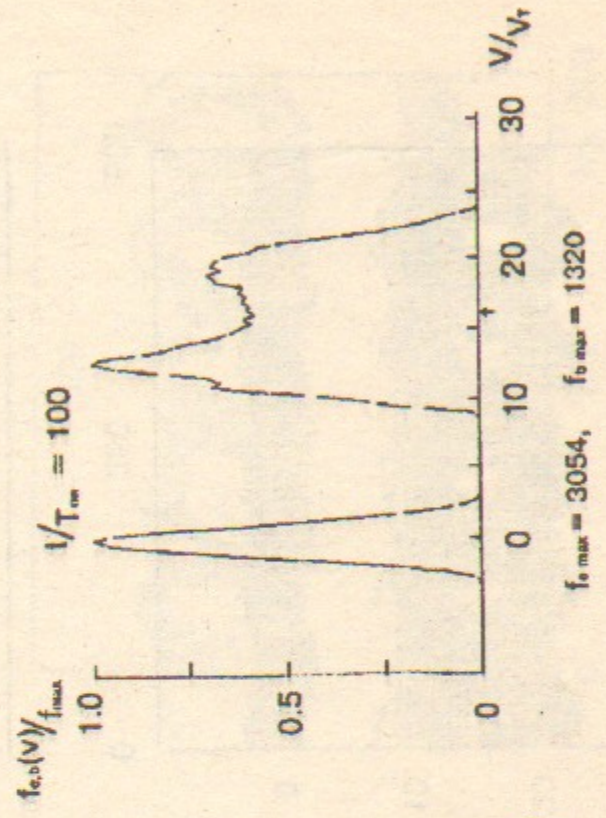
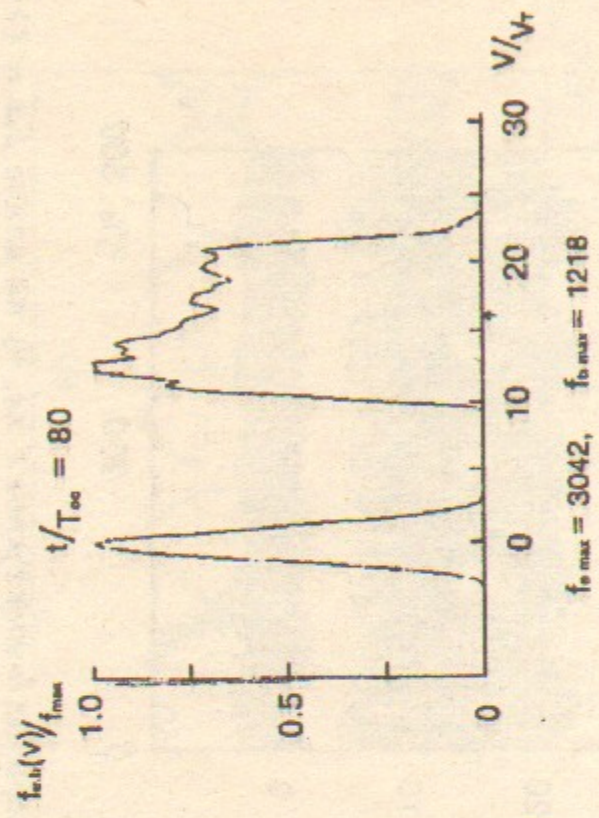
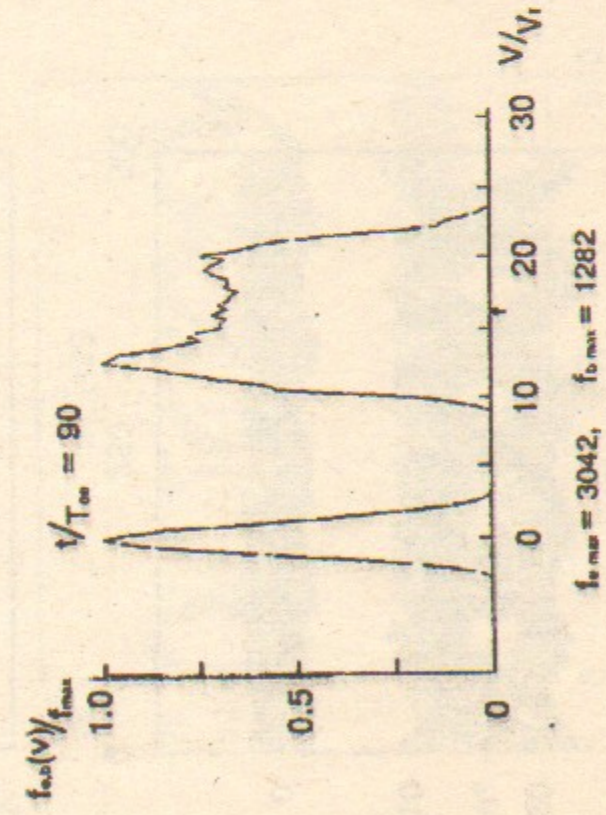
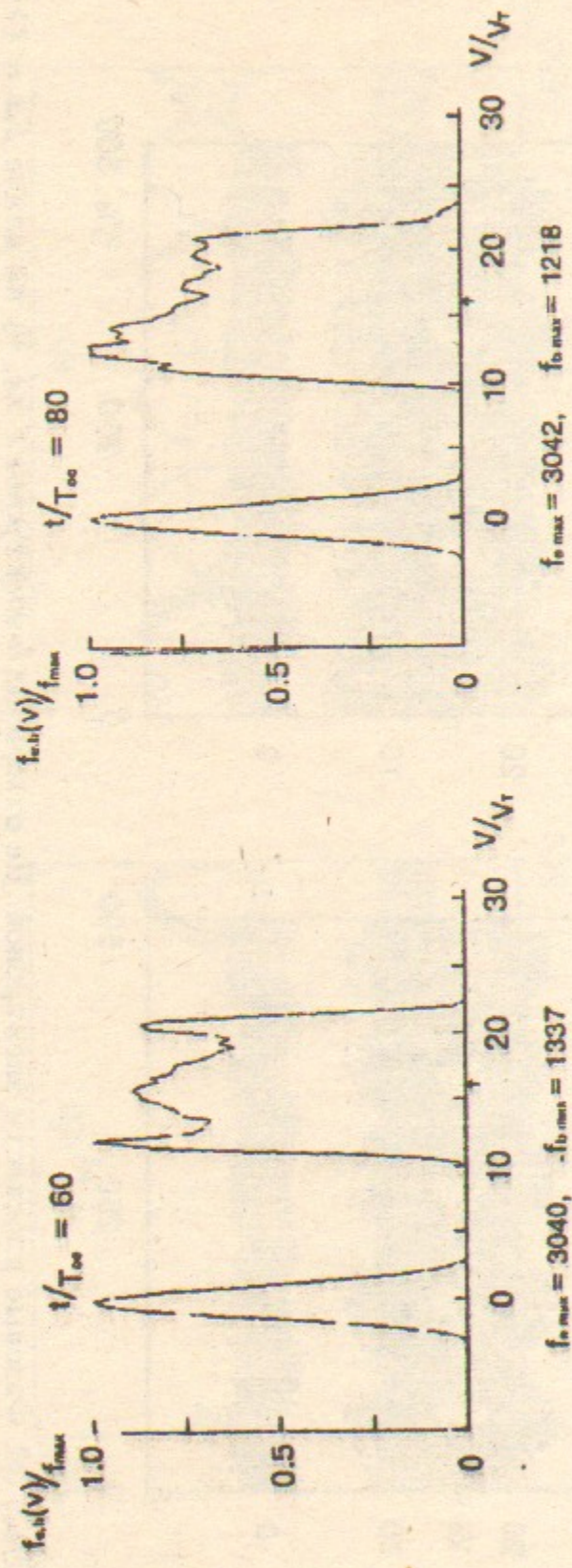


Рис. 31. Функции распределения электронов плазмы и b -электронов на длине $L = 5\lambda^B$. Случай 3-1. Стрелкой отмечена $V_\Phi^B/V_T = 16.08$; $\Delta V/V_T = 0.32$.