

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. III.

ИЯФ 2000-6

НОВОСИБИРСК
2000

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами $V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o \sim 5 \cdot 10^{-3}$ в неоднородной плазме. Параметры возмущения плотности $\lambda_i/r_d = 20$; $N_i = L/\lambda_i = 5$; $\tilde{n}/n_o \sim 0,20$ и $0,40$ и $\lambda_i/r_d = 14,3$; $N_i = 7$; $\tilde{n}/n_o \sim 0,20$ и $0,40$; $L/r_d = 100$. Ионы неподвижные.

Показано, что развитие пучковой неустойчивости сопровождается развитием конверсии волны на возмущении плотности, которая приводит к возбуждению гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Конверсия сопровождается сильной стохастической неустойчивостью движения электронов плазмы, что приводит к затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы. После поглощения значительной части энергии поля формируется квазистационарная волна БГК и квазистационарные области стохастического движения на фазовой плоскости, параметры и структура которых зависят от параметров возмущения плотности.

Abstract

The instability of a cold electron beam ($V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o \sim 5 \cdot 10^{-3}$) in inhomogeneous plasma with immobile ions was studied in numerical experiments (PIC - method). The parameters of the density perturbation: $\lambda_i/r_d = 20$; $N_i = L/\lambda_i = 5$; $\tilde{n}/n_o \sim 0,20$ and $0,40$; $\lambda_i/r_d = 14.3$; $N_i = 7$; $\tilde{n}/n_o \sim 0,20$ and $0,40$; $L/r_d = 100$.

It was shown that the evolution of the beam-plasma instability is followed by the conversion of the wave on the density perturbation, which leads to the excitation of the conversion modes $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. The conversion is followed by the large scale stochasticity of the plasma electrons motion which leads to the damping of the electric field. After an essential part of the field energy is absorbed by the plasma electrons, the quasistationary BGK wave and quasistationary regions of the stochastic motion with the parameters depending on the parameters of the density perturbation are formed.

© *Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН*

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов в неоднородной плазме с синусоидальным возмущением плотности.

Работа является продолжением работ [1÷3], в которых исследовалась неустойчивость пучка электронов ($V_o/V_T = 15.9$, $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$) в однородной [1] и неоднородной [2,3] плазме. В работах [1÷3] показано, что во всех случаях начальная стадия взаимодействия пучок-плазма определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровской волны- гармоника с максимальным инкрементом. Нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка возбуждающейся волной. "Размешивание" захваченных электронов на фазовой плоскости в однородной и слабонеоднородной плазме приводит к формированию квазистационарной волны БГК.

В неоднородной плазме параллельно с пучковой неустойчивостью развивается конверсия волны на возмущении плотности [4÷6]. Конверсия приводит к генерации гармоник – прямых и обратных ленгмюровских волн с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ и номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$ При малых возмущениях плотности конверсия не играет существенной роли [2]. С ростом амплитуды возмущения растет скорость развития и амплитуды гармоник конверсии. В районе областей захвата этих гармоник развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы, что приводит к затуханию поля. Параллельно идет "размешивание" захваченных электронов пучка и формирование волны БГК. После сброса части энергии формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК, а в плазме формируются квазистационарные области стохастического движения на фазовой плоскости [3].

ны $\lambda_i/r_d = 33.3$; $Ni = L/\lambda_i = 3$ и с амплитудой $\tilde{n}/n_o \sim 0.01 \div 0.4$. В настоящей работе рассматриваются более коротковолновые возмущения с $\lambda_i/r_d = 20$ и 14.3 ; ($Ni = 5$ и 7) с большой амплитудой $\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40 . Изменение параметров возмущения приводит к изменению скорости развития некоторых процессов. Так увеличение амплитуды возмущения приводит к росту скорости конверсии [3]. Уменьшение длины волны возмущения приводит к уменьшению длин волн и соответственно фазовых скоростей гармоник конверсии, что приводит к увеличению скорости затухания.

В настоящей работе показано, что при рассмотренных параметрах возмущения во всех случаях после сброса значительной части энергии формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК, а в плазме формируются квазистационарные области стохастического движения. Структура этих областей и параметры волны БГК зависят от сравнительной скорости развития "размешивания", конверсии, сильной стохастической неустойчивости и затухания.

При затухании поля почти вся энергия, потерянная электронами пучка, поглощается электронами плазмы. Энергия поглощенная электронами плазмы ΔW_e , слабо зависит от длины волны возмущения плотности и растет при увеличении его амплитуды, достигая величины $\Delta W_e/W_b^o \sim 0.3$ и ~ 0.5 при $\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40 соответственно.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d = 100$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задаётся максвелловское распределение с $T_e/T_i = 30$, обрезанное на скорости $V \sim \pm 2.8 V_T$ из за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 10^5$). Ионы неподвижные ($M/m = 10^{10}$).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью $V_o/V_T \sim 15.9$, с числом частиц $N^b = 5 \cdot 10^2$, плотностью $n_b/n_o \sim 5 \cdot 10^{-3}$ и энергией $W_b^o/W_e^o = 1.297$.

Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения n_b/n_o применяется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому что один электрон дробится на α частиц с массой m/α и зарядом e/α , но с тем же отношением e/m как у электрона. В рассматриваемых случаях $\alpha = 20$ и число b-электронов $N^{b'} = 1 \cdot 10^4$.

Для сокращения времени счета в начальный момент задается затра-

волны $\lambda/r_d = 100$, соответствующей гармонике с максимальным инкрементом, и фазовой скоростью $V_\phi/V_T = 16.1$.

Задается синусоидальное возмущение плотности ионов и электронов плазмы с длиной волны λ_i , номером гармоники $Ni = L/\lambda_i$ и амплитудой \tilde{n}/n_o . Параметры возмущения в разных случаях, включая случаи 4,5 из работы [3], приведены в таблице.

Случай	4[3]	5[3]	6	7	8	9
λ_i/r_d	33.3	33.3	20.0	20.0	14.3	14.3
Ni	3	3	5	5	7	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.40	0.20	0.40	0.20	0.40

Первый максимум плотности находится на $x = 0$.

В начальный момент задается 100 пробных частиц ($e = m = 0$, e/m то же, что и у электрона). Прослеживается 18 траекторий пробных частиц на фазовой плоскости. Задаются распределения пробных частиц по начальным координатам x_N^o , V_N^o , в частности равномерное распределение 100 частиц с $V_N^o = 0$ в интервале $x/r_d \sim 0 \div 100$. Фазовые плоскости приводятся для типичного распределения: 20 частиц с $V_N^o = 15.9 = V_o$, равномерно распределенные по x_N^o в интервале $x/r_d \sim 20 - 60$; по 40 частиц со скоростями $V_N^o/V_T = 2.84$ (верхняя граница плазмы) и $V_N^o/V_T = -2.84$ (нижняя граница плазмы), равномерно распределенные по x_N^o в интервале $x/r_d \sim 0 - 100$.

Подробности постановки и описания численного эксперимента приведены в работах [1,2].

Отметим, что в тексте и на рисунках E нормируется на mr_d/eT_{oe}^2

Рассмотрим случаи $6 \div 9$. В этих случаях задан пучок с $V_o/V_T = 15.9$, $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$ и возмущение плотности $N_i = 5$ с амплитудой $\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40 (случаи 6, 7) или $N_i = 7$, $\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40 (случаи 8, 9).

В рассмотрение включаются случаи 4,5 из работы [3] с $N_i = 3$, $\tilde{n}/n_o \sim 0.20$ и 0.40 . Кривые описывающие эти случаи, приведены в работе [3] на Рис 11 \div 20 и Рис 21 \div 29.

Кривые, описывающие случай 6, приведены на Рис 1 \div 9, случай 7 – на Рис 10 \div 21, случай 8 – на Рис 22 \div 30, случай 9 – на Рис 31 \div 40. На Рис 1,10,22,31 показана зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ (W_e^o –

ка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$; на Рис 2,3, 11,12,13,23,24,32,33,34 – зависимость от времени амплитуды гармоник E^N , на Рис 4,14,25,35 – фазовые плоскости электронов; на Рис 5,15,26,36 – функции распределения по скорости электронов пучка и плазмы, на Рис 6,16,27,37 – распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$; на Рис 7 ÷ 9, 17 ÷ 21, 28 ÷ 30, 38 ÷ 40 – траектории электронов (пробных частиц) на фазовой плоскости.

В работах [1 ÷ 3] исследовалась неустойчивость пучка с теми же параметрами, что и в случаях 6 ÷ 9, в однородной [1] и неоднородной [2,3] плазме. Было найдено, что во всех случаях начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению гармоники с максимальным инкрементом $N = 1$. Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что приводит к изменению амплитуды волны $E^I(t)$ с периодом оборота захваченных электронов. Развитие неустойчивости в однородной и слабонеоднородной плазме практически одинаково [1,2], заметные отличия проявляются только при $\tilde{n}/n_o \geq 0.10$ [3].

Сравнение кривых $W(t)$ (Рис 1,10,22,31), $E^I(t)$ (Рис 2,11,23,32) и фазовых плоскостей в $t/T_{oe} = 20$ (Рис 4,14,25,35) в случаях 6 ÷ 9 показывает, что и в этих случаях начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью и захватом электронов пучка. Действительно, из Рис 2,11,23,32 видно, что во всех случаях возбуждается основная волна $N = 1$. Амплитуда волны проходит через максимум E_{max}^I в $t = t_{max}^I$, совершает колебания с периодом $T/T_{oe} \sim 6 - 7$, соответствующим периоду оборота захваченных частиц, а далее затухает. В таблице 1 для случаев 4 ÷ 9 приведены t_{max}^I , E_{max}^I , $V_{зmax}^I$ ($V_з = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}}$), а также максимальные значения ΔW_b , W_E , ΔW_e в $t \sim t_{max}^I$ (отметим что t , когда достигаются максимумы кривых $W(t)$, немного отличаются от t_{max}^I и различаются между собой, если есть затухание).

По кривым $W(t)$ (Рис 1,10,22,31) видно, что уже в $t \leq t_{max}^I$ проявляется затухание. Это обуславливает некоторые различия при разных N_i и \tilde{n}/n_o . Из таблицы 1 видно, что E_{max}^I практически не зависит от N_i и немного уменьшается с ростом \tilde{n}/n_o . Потери энергии пучка в максимуме немного уменьшаются с ростом N_i и немного растут с ростом \tilde{n}/n_o .

Амплитуда волны $N = 1$ и энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в первом максимуме кривой $E^I(t)$ или $W(t)$. Случаи $4 \div 9$.

Случай	4	6	8	5	7	9
N_i	3	5	7	3	5	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40
t_{max}^I/T_{oe}	7.8	7.6	7.5	9.5	8.1	7.6
E_{max}^I	21.4	21.5	21.1	18.6	18.3	17.3
$V_{зmax}^I/V_T$	5.87	5.88	5.84	5.48	5.44	5.28
$\Delta W_b/W_e^o$	0.44	0.40	0.38	0.57	0.47	0.41
W_E/W_e^o	0.21	0.16	0.15	0.21	0.15	0.11
$\Delta W_e/W_e^o$	0.23	0.23	0.23	0.39	0.34	0.32
$\Delta W_b/W_b^o$	0.34	0.31	0.30	0.44	0.36	0.32
W_E/W_b^o	0.16	0.12	0.12	0.16	0.11	0.09
$\Delta W_e/W_b^o$	0.18	0.18	0.18	0.30	0.26	0.25

$E_{max}^I, V_{зmax}^I$ - амплитуда волны $N = 1$ в $t = t_{max}^I$; E - нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$,

$V_з = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$; $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ - потери энергии электронов пучка; W_E - энергия электрического поля; $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ - энергия электронов плазмы; $W_b^o/W_e^o = 1.297$ - начальная энергия электронов пучка; $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ взяты в первом максимуме своих кривых $W(t)$ в $t \sim t_{max}^I$.

В работах [2,3] показано, что в неоднородной плазме параллельно с пучковой неустойчивостью происходит конверсия основной волны на возмущении плотности. Конверсия приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн - гармоник с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. В таблице 2 для случаев $4 \div 9$ приведены номера основных гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$ ($N < 0$ относится к обратным волнам), их длины волн λ^N и фазовые скорости V_ϕ^N (V_ϕ^N ленгмюровской волны с номером N). По кривым $E^N(t)$ (Рис 3,12,24,33) видно, что гармоники конверсии возбуждаются и в случаях $6 \div 9$. В таблице 2 для случаев $4 \div 9$ приведены t_{max}^N, E_{max}^N - время достижения максимума и максимальная амплитуда основных гармоник конверсии, $V_{зmax}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N}{m} \cdot \frac{\lambda^N}{2\pi}}$, а также нижняя $V_\phi^N - V_{зmax}^N$ (при $V_\phi^N > 0$) и верхняя $V_\phi^N + V_{зmax}^N$ (при $V_\phi^N < 0$) границы областей захвата в $t = t_{max}^N$ и β , определяющее номер гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, фазовая скорость которых $|V_\phi^N| > |V_\phi^N \pm V_{зmax}^N|$ основных гармоник конверсии.

Случай	4	6	8	5	7	9
N_i	3	5	7	3	5	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40

$N = N_e + N_i$	4	6	8	4	6	8
λ^N/r_d	25.0	16.7	12.5	25.0	16.7	12.5
V_ϕ^N/V_T	4.34	3.17	2.64	4.34	3.17	2.64
t_{max}^N/T_{oe}	13.0	12.3	12.1	15.5	9.3	8.6
E_{max}^N	7.2	4.2	3.7	6.5	5.7	3.9
V_{smax}^N/V_T	1.70	1.06	0.86	1.62	1.24	0.89
$(V_\phi^N - V_{smax}^N)/V_T$	2.64	2.11	1.78	2.72	1.93	1.75
β	2	2; 3	2 ÷ 4	2	2; 3	2 ÷ 4

$N = N_e - N_i$	-2	-5*	-4	-6	-2	-5*	-4	-6
λ^N/r_d	50.0	20.0	25.0	16.7	50.0	20.0	25.0	16.7
V_ϕ^N/V_T	-8.14	-3.62	-4.34	-3.17	-8.14	-3.62	-4.34	-3.17
t_{max}^N/T_{oe}	9.2	14.7	13.2	13.4	10.2	13.3	12.5	9.4
E_{max}^N	15.6	6.5	9.0	3.2	17.4	6.8	10.3	4.8
V_{smax}^N/V_T	3.55	1.45	1.90	0.92	3.74	1.48	2.04	1.14
$(V_\phi^N + V_{smax}^N)/V_T$	-4.59	-2.17	-2.44	-2.25	-4.40	-2.14	-2.30	-2.03
β	-	3; 4	2	-	-	3; 4	2	2

* $N = N_e - 2N_i$

$N = N_e \pm N_i$ - номер основной гармоники конверсии; λ^N, V_ϕ^N - длина волны и фазовая скорость гармоники с номером N ; E_{max}^N - максимальная амплитуда гармоники в $t = t_{max}^N$; E нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$; $V_s^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{e E^N \lambda^N}{2\pi m}}$; β определяет номер гармоники $N = N_e \pm \beta N_i$, у которой $|V_\phi^N| > |V_\phi^N \pm V_{smax}^N|$.

Отметим, что здесь и далее значения V_ϕ^N имеют оценочный характер, так как на нелинейной стадии фазовая скорость гармоник может меняться.

Анализ фазовых плоскостей электронов в случаях $6 \div 9$ (Рис 4, 14, 25, 35) показывает, что уже в $t < t_{max}^N$ основные гармоники конверсии захватывают электроны плазмы. Это приводит к затуханию гармоник. С ростом N_i уменьшается фазовая скорость гармоник и затухание растет. В результате с ростом N_i максимальная амплитуда основных гармоник кон-

ности растет скорость развития гармоник конверсии и их максимальные амплитуды (таблица 2), соответственно быстрее развивается захват электронов плазмы и растет скорость затухания.

Отметим, что в случаях 4 и 5 гармоника $N = N_e - N_i = -2$ из-за большой фазовой скорости не захватывает электроны плазмы (функция распределения обрезана на $V/V_T \sim -2, 8$), поэтому в таблице 2 приведены данные и для гармоник $N = N_e - 2N_i = -5$.

В случаях $4 \div 9$ конверсия имеет каскадный характер и приводит к возбуждению гармоник с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$. На Рис 3,12,24,33 показаны кривые $E^N(t)$ для гармоник $N = N_e \pm N_i$ и $N = N_e \pm 2N_i$. В таблице 3 для случаев $4 \div 9$ приведены номера гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$ для $\beta = 1 \div 4$, их длины волн λ^N , фазовые скорости V_ϕ^N (V_ϕ^N ленгмюровской волны с номером N) и максимальные амплитуды E_{max}^N в $t = t_{max}^N$, а также в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$.

Отметим, что уровень шумов в случаях $4 \div 9$ (максимальные амплитуды гармоник с $N > 20$, не являющихся гармониками конверсии) не превышает величины $E^N \sim 0.2 \div 0.3$. Из таблицы 3 видно, что в $t = t_{max}^N$ амплитуда гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$ заметно превосходит уровень шумов (кроме гармоник с $V_\phi^N/V_T \leq |\pm 1.9|$). В $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ заметно превышает уровень шумов только E_{max}^N гармоник с $V_\phi^N/V_T > |\pm 2|$.

В работе [3] показано, что в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_\phi^N > 0$ и $V_\phi^N < 0$ развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы. Сравнение в случаях $6 \div 9$ границ области захвата в $t = t_{max}^N$ ($V_\phi^N - V_{zmax}^N$) и ($V_\phi^N + V_{zmax}^N$) основных гармоник конверсии (таблица 2) с фазовыми скоростями гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$ $V_\phi^N > 0$ $V_\phi^N < 0$ (таблица 3) показывает, что во всех случаях (кроме $V_\phi^N < 0$ в случае 8) у одной или нескольких гармоник $|V_\phi^N| > |V_\phi^N \pm V_{zmax}^N|$. В таблице 2 приведены значения β , определяющие номера гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, для которых выполнено это условие. Выполнение этого условия показывает, что и в случаях $6 \div 9$ возможна сильная стохастическая неустойчивость (см ниже). Отметим, что возбуждению этой неустойчивости может способствовать возмущение скорости электронов плазмы $\tilde{V}(x, t)$ полем основной волны $N = 1$ и гармоник. В работе [3] показано, что развитие этой неустойчивости приводит к частичному затуханию поля и установлению квазистационарного состояния.

Максимальные амплитуды гармоник конверсии $N = N_e \pm \beta N_i$ в $t = t_{max}^N$ и в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$. Случаи 4 \div 9.

β	$N = N_e + \beta N_i$					$N = N_e - \beta N_i$				
	0	1	2	3	4	1	2	3	4	

$N_i = 3$										
N	1	4	7	10	13		-2	-5	-8	-11
λ^N/r_d	100	25.0	14.3	10.0	7.7		50.0	20.0	12.5	9.1
V_{Φ}^N/V_T		4.34	2.86	2.35	2.12		-8.14	-3.62	-2.64	-2.26

E_{max}^N в t_{max}^N										
Случай 4	21.4	7.2	1.7	0.9	0.6		15.6	6.5	1.7	0.7
Случай 5	18.6	6.5	2.7	1.5	0.9		17.4	6.8	2.6	1.4

E_{max}^N в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$										
Случай 4	10.0	2.9	1.4	0.6	0.5		5.1	1.9	1.0	0.6
Случай 5	2.5	1.9	1.1	0.7	0.6		2.5	1.6	1.1	0.6

$N_i = 5$										
N	1	6	11	16	21		-4	-9	-14	-19
λ^N/r_d	100	16.7	9.1	6.3	4.8		25.0	11.1	7.1	5.3
V_{Φ}^N/V_T		3.17	2.26	2.0	1.89		-4.34	-2.48	-2.07	-1.92

E_{max}^N в t_{max}^N										
Случай 6	21.5	4.2	1.1	0.6	0.4		9.0	1.4	0.5	0.4
Случай 7	18.3	5.7	1.5	0.7	0.5		10.3	1.8	0.9	0.5

E_{max}^N в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$										
Случай 6	3.0	1.6	0.7	0.5	0.3		1.3	0.6	0.5	0.4
Случай 7	1.0	0.8	0.7	0.7	0.4		1.0	0.7	0.6	0.5

$N_i = 7$										
N	1	8	15	22	29		-6	-13	-20	-27
λ^N/r_d	100	12.5	6.7	4.5	3.4		16.7	7.7	5.0	3.7
V_{Φ}^N/V_T		2.64	2.03	1.88	1.82		-3.17	-2.12	-1.91	-1.83

E_{max}^N в t_{max}^N										
Случай 8	21.1	3.7	0.7	0.4	0.3		3.2	0.8	0.5	0.3
Случай 9	17.3	3.9	1.2	0.7	0.4		4.8	1.2	1.0	0.5

E_{max}^N в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$										
Случай 8	2.0	1.6	0.6	0.3	0.2		1.0	0.7	0.4	0.3
Случай 9	1.0	1.0	0.6	0.4	0.2		1.0	0.7	0.5	0.3

По кривым $W(t)$ (Рис 1, 10, 22, 31) и $E^I(t)$ (Рис 2, 11, 23, 32) видно, что уже в $t \leq t_{max}^I$ во всех случаях начинается затухание – амплитуда волны падает, энергия поля W_E уменьшается, а энергия электронов плазмы ΔW_e растет. Этот процесс быстро развивается до $t/T_{oe} \sim 10 \div 20$, более медленно до $t/T_{oe} \sim 40 \div 60$ и совсем медленно в дальнейшем. При этом энергия поглощенная электронами плазмы ΔW_e , близка к потерям энергии пучка ΔW_b .

Средняя амплитуда основной волны $N = 1$ после затухания в $t/T_{oe} > 100$ в случаях 6 и 8 практически не меняется (Рис 2, 23), а в случаях 7 и 9 очень медленно затухает (Рис 11,32).

Средняя фазовая скорость волны $N = 1$ вначале заметно меняется, но в $t/T_{oe} > 100$ остается практически постоянной.

Сохранение средней амплитуды и средней фазовой скорости показывает, что после затухания волна $N = 1$ имеет стационарный характер.

Средние величины $V_{\text{фср}}^I, E_{\text{ср}}^I, V_{\text{зср}}^I$, а также $\Delta W_{\text{бср}}, W_{E\text{ср}}, \Delta W_{e\text{ср}}$ для интервала $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ для случаев 4 \div 9 приведены в таблице 4. Отметим, что значения $V_{\text{фср}}^I$ в случаях 5,7 и 9 имеют оценочный характер из-за малой амплитуды $E_{\text{ср}}^I$ и заметного уровня шумов.

Таблица 4.

Средняя фазовая скорость, средняя амплитуда волны $N = 1$ и средняя энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$. Случаи 4 \div 9.

Случай	4	6	8	5	7	9
N_i	3	5	7	3	5	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.20	0.20	0.40	0.40	0.40
$V_{\text{фср}}^I/V_T$	13.5	12.8	12.7	11.0	11.8	11.6
$E_{\text{ср}}^I$	8.0	2.0	1.3	1.0	0.5	0.4
$V_{\text{зср}}^I/V_T$	3.6	1.8	1.5	1.3	0.9	0.8
$\Delta W_{\text{бср}}/W_e^o$	0.34	0.34	0.35	0.67	0.62	0.69
$W_{E\text{ср}}/W_e^o$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$\Delta W_{e\text{ср}}/W_e^o$	0.32	0.34	0.35	0.67	0.62	0.67
$\Delta W_{\text{бср}}/W_b^o$	0.26	0.26	0.27	0.52	0.48	0.53
$W_{E\text{ср}}/W_b^o$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$6.2 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
$\Delta W_{e\text{ср}}/W_b^o$	0.25	0.26	0.27	0.52	0.48	0.52

Пояснения см таблицу 1.

35) видно, что в области захвата волны $N = 1$ происходит "размешивание" б-электронов, так что к $t/T_{oe} \geq 100$ вся область захвата заполняется электронами. Одновременно с "размешиванием" уменьшается амплитуда волны и меняется фазовая скорость, однако, в $t/T_{oe} \sim 100 \div 200$ вид фазовых плоскостей б-электронов практически не меняется. При этом часть группы пробных частиц с начальной скоростью $V_N^0 = V_o$, попадающих в центр области захвата на начальной стадии, сохраняется в виде группы до $t/T_{oe} \sim 200$, хотя значительное число пробных частиц разбрасывается по фазовой плоскости, особенно в случаях 7 и 9.

Анализ траекторий на фазовой плоскости пробных частиц из этой группы показывает, что некоторые из них до $t/T_{oe} \sim 200$ остаются захваченными, в том числе и в случаях 7 и 9. На Рис 17а показана типичная траектория захваченной частицы для случая 7. Следует отметить, что при построении траектории для ее симметрии относительно V_Φ^I взята величина $V_\Phi^I/V_T = 10.0$ несколько отличающаяся от $V_{\Phi_{cp}}^I$.

Анализ функций распределения по скорости б-электронов $f(V)/f_{max}$ в случаях 6 ÷ 9 (Рис 5б, 15б, 26б, 36б) показывает, что во всех случаях на функции распределения имеется четко выраженный пик с максимумом на скорости близкой к $V_{\Phi_{cp}}^I$. В $t/T_{oe} \sim 100 \div 200$ вид функции распределения меняется незначительно.

Анализ распределения плотности б-электронов $\tilde{n}_b(x)$ (Рис 6, 16, 27, 37) показывает, что во всех случаях $\tilde{n}_b(x)$ имеет вид пика, хотя иногда и нечетко выраженного в случаях, когда значительная часть б-электронов оказывается пролетными (случаи 7, 9).

Наличие захваченных волной $N = 1$ частиц, постоянство или малое изменение средней амплитуды и средней фазовой скорости, вид и сохранение функции распределения и распределения плотности б-электронов в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ показывают, что в случаях 6 ÷ 9 после сброса значительной части энергии формируется волна БГК. В работе [3] показано, что волна БГК формируется и в случаях 4 и 5.

Параметры волны БГК $V_{\Phi_{cp}}^I$, E_{cp}^I приведены в таблице 4. Из таблицы 4 видно, что параметры волны зависят от параметров возмущения плотности. Так средняя фазовая скорость $V_{\Phi_{cp}}^I$ практически не зависит от N_i и уменьшается при увеличении \tilde{n}/n_o . Отметим, что уменьшение фазовой скорости волны БГК при увеличении амплитуды возмущения плотности наблюдалось при исследовании волн БГК [7].

И таблицы 4 видно, что средняя амплитуда волны БГК уменьшается при увеличении \tilde{n}/n_o и при увеличении N_i . В работе [3] показано, что за-

n/n_o и соответствующем увеличении скорости затухания. Зависимость от N_i может быть связана с ростом скорости затухания из-за уменьшения фазовых скоростей гармоник конверсии при увеличении N_i (таблица 2,3).

В работах [1,3] показано, что в районе сепаратрисы, ограничивающей область захвата волны БГК $N = 1$, формируется стохастический слой и дана оценка границ этого слоя, в том числе и для случаев 4 и 5. Анализ траекторий пробных частиц с $V_N^o = V_o$ в случаях 6 ÷ 9 показывает, что стохастический слой формируется и в этих случаях. На Рис 17b,c,d приведены типичные траектории нескольких частиц в случае 7. Видно, что частицы Рис 17b,c движутся стохастически – они то захватываются, то выходят из захвата, то захватываются вновь. Частица Рис 17d выходит из захвата и до $t/T_{oe} \sim 200$ остается пролетной. Траектории такого же типа наблюдаются и в других случаях. Таким образом, формирующаяся после сброса части энергии волна БГК содержит ядро захваченных частиц, окруженное стохастическим слоем. Более подробно это показано для случаев 4 и 5 в работе [3].

Ранее было показано [8,9], что на нелинейной стадии пучковой неустойчивости возможна неустойчивость спутников, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн – гармоник основной волны. Скорость роста гармоник-спутника зависит от разности фазовых скоростей основной волны и гармоники и быстро уменьшается с ростом ΔV_{Φ}^N [8]. В рассматриваемых случаях можно ожидать возбуждения гармоник $N = 2, 3, \dots$ с $V_{\Phi}^{II}/V_T \sim 8, 14$, $V_{\Phi}^{III}/V_T \sim 5, 58, \dots$. Возбуждение гармоник-спутников приводит к захвату ими b-электронов и развитию сильной стохастической неустойчивости их движения в районе областей захвата основной волны и спутников [9], так что при возбуждении N-й гармоники появляются b-электроны со скоростями $V < V_{\Phi}^N$.

В таблице 5 приведены максимальные и минимальные скорости b-электронов, ΔN – число b-электронов с $V < V_{\Phi}^{II}$, а также максимальные и минимальные скорости электронов плазмы в $t/T_{oe} \sim 200$.

Сравнение минимальных скоростей V_{min}^b с V_{Φ}^{II} , V_{Φ}^{III} показывает, что во всех случаях, кроме случая 8, $V_{min}^b < V_{\Phi}^{II}$, что указывает на возбуждение спутника N=2. Во всех случаях $V_{min}^b \gtrsim V_{\Phi}^{III}$, так что спутник N=3 не развивается до $t/T_{oe} \sim 200$.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы в $t/T_{oe} = 200$. Случай 4 ÷ 9.

Случай	4	6	8		5	7	9
N_i	3	5	7		3	5	7
V_{\max}^b/V_T	20.30	20.34	20.60		19.38	20.20	20.03
V_{\min}^b/V_T	7.10	7.15	9.84		5.10	5.54	6.48
V_{\max}^e/V_T	6.70	6.44	6.34		8.08	5.54	5.47
V_{\min}^e/V_T	-7.68	-6.29	-4.29		-6.92	-7.67	-6.14
ΔN	20	17	-		220	996	1407

V_{\max}^b, V_{\min}^b – максимальные и минимальные скорости b-электронов; V_{\max}^e, V_{\min}^e – максимальные и минимальные скорости электронов плазмы; ΔN – число b-электронов с $V < V_{\Phi}^{II}, V_{\Phi}^{II}/V_T = 8.14$.

Анализ фазовых плоскостей и функций распределения в разные моменты времени показывает, что в случаях 4 и 6 b-электроны попадают в область $V < V_{\Phi}^{II}$ только в $t/T_{oe} > 100$ и к $t/T_{oe} \sim 200$ число их ΔN невелико (таблица 5). В случаях 5, 7 и 9 захват b-электронов гармоникой N=2 начинается уже в $t/T_{oe} \geq 40 \div 60$. К $t/T_{oe} \sim 100$ область захвата гармоники N=2 практически полностью заполняется b-электронами. Это свидетельствует о развитии сильной стохастической неустойчивости в которой участвует заметное число b-электронов (таблица 5). Сильное изменение амплитуды гармоники N=2 (Рис 13,34) показывает, что в случаях 7 и 9 процесс продолжает развиваться и в $t/T_{oe} \leq 200$.

Рассмотрим подробнее развитие конверсии в случаях 6 ÷ 9. На Рис 3,12,24,33 показаны кривые $E^N(t)$ для гармоник с номером $N = N_e \pm N_i$ и $N = N_e \pm 2N_i$. В случаях 6,7 это гармоники N= -4, 6, -9, 11, в случаях 8,9 N= -6, 8, -13, 15. По кривым $E^N(t)$ видно, что во всех случаях амплитуды гармоник $N = N_e \pm N_i$ проходят через максимум в $t/T_{oe} \geq 10 \div 15$, $N = N_e \pm 2N_i$ – несколько позже, после чего затухают. В $t/T_{oe} > 100$ средние амплитуды всех гармоник остаются постоянными или очень медленно затухают. Остаются в среднем постоянными и максимальные амплитуды (кроме N=8 в случае 8). Это показывает, что устанавливается квазистационарное состояние. Максимальные амплитуды гармоник конверсии $N = N_e \pm \beta N_i$ в $t/T_{oe} \geq 150 \div 200$ приведены в таблице 3.

Развитие гармоники сателлита N=2 также сопровождается конверси-

$N = (N_e = 2) \pm \beta N_i$. На рис 13,34 приведены кривые $E^N(t)$ для гармоник $N = (N_e = 2) \pm N_i$, $N=-3$ и 7 в случае 7 и $N=-5$ и 9 в случае 9 . Видно, что максимальные амплитуды этих гармоник сравнимы с гармониками конверсии $N = N_e \pm 2N_i$. В $t/T_{oe} \geq 150 \div 200$ средняя амплитуда гармоник $N=7$ (Рис 13) и $N=9$ (Рис 34) становится постоянной, а амплитуда гармоник $N=-3$ и $N=-5$ продолжает меняться, следуя за $E^N(t)$ гармоники $N=2$. В таблице 6 приведены длины волн λ^N , фазовые скорости V_Φ^N , максимальные амплитуды E_{max}^N , V_{zmax}^N , и $(V_\Phi^N \pm V_{zmax}^N)$ – границы областей захвата гармоник конверсии с номерами $N = (N_e = 2) \pm N_i$ для случаев 7 и 9 .

Таблица 6.

Амплитуды гармоник конверсии спутника $N = (N_e = 2) \pm N_i$ в максимуме кривой $E^N(t)$. Случаи $7 \div 9$.

Случай	7	7		9	9
N_i	5	5		7	7
\tilde{n}/n_o	0.40	0.40		0.40	0.40
E_{max}^{II}	3.7	3.7		4.8	4.8
$N = 2 \pm N_i$	7	-3		9	-5
λ^N/r_d	14.3	33.3		11.1	20.0
V_Φ^N/V_T	2.86	-5.58		2.48	-3.62
E_{max}^N	1.6	3.2		1.4	2.3
V_{zmax}^N/V_T	0.61	1.30		0.51	0.86
$(V_\Phi^N + V_{zmax}^N)/V_T$	3.47	-4.28		2.99	-2.76
$(V_\Phi^N - V_{zmax}^N)/V_T$	2.25	-6.88		1.97	-4.48

E_{max}^{II} – амплитуда гармоники спутника $N = 2$; $N = (N_e = 2) \pm N_i$ – номер гармоники конверсии; λ^N , V_Φ^N , E_{max}^N – длина волны, фазовая скорость, максимальная амплитуда гармоники с номером N ; E – нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$,

$$V_s^N = 2 \sqrt{\frac{e \phi^N}{m}};$$

Анализ фазовых плоскостей показывает, что уже в $t < t_{max}^N$ гармоники конверсии начинают захватывать электроны плазмы (р-электроны). Это видно по фазовым плоскостям в $t/T_{oe} = 20$ (Рис 4, 14, 25, 35). По фазовым плоскостям в $t/T_{oe} \geq 40$ видно, что процесс имеет стохастический характер. Это подтверждается анализом траекторий р-электронов на фазовой плоскости (см ниже). Развитие этого процесса и приводит к затуханию гармоник и установлению квазистационарного состояния.

33, 34) и $W(t)$ (Рис 1, 10, 22, 31) показывает, что в $t/T_{oe} > 100 \div 150$ $E_{ср}^I \sim const$, $E_{ср}^N \sim const$ (кроме сателлита $N = 2$ и его гармоник), $W_{ср} \sim const$, что и позволяет сделать вывод о квазистационарном состоянии.

Однако потери энергии б-электронов ΔW_b и энергия электронов плазмы ΔW_e и в это время продолжают медленно расти, причем $\Delta W_e \sim \Delta W_b$. Это позволяет сделать вывод, что амплитуда основной волны E^I поддерживается постоянной за счет притока энергии при "размещивании" и замедлении б-электронов и потерь энергии на конверсию, а амплитуда гармоник E^N поддерживается за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание, которое и приводит к росту ΔW_e .

В работе [3] показано, что в случаях 4 и 5 в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_{\phi}^N > 0$ и с $V_{\phi}^N < 0$ развивается сильная стохастическая неустойчивость движения р-электронов и в плазме формируются три области стохастического движения р-электронов – в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_{\phi}^N > 0$ и с $V_{\phi}^N < 0$, а также в районе областей захвата возмущения плотности с $V_{\phi}^i = 0$ (назовем эту область i-область). То же наблюдается и в случаях 6 ÷ 9.

Развитие областей стохастического движения в районе $V_{\phi}^N > 0$ и $V_{\phi}^N < 0$ можно видеть по фазовым плоскостям р-электронов в случаях 6 ÷ 9 (Рис 4, 14, 25, 35). На этих рисунках черными кружками отмечены пробные частицы, которые в $t = 0$ равномерно распределены вдоль верхней ($V_N^o/V_T = 2.84$) и нижней ($V_N^o/V_T = -2.84$) границы плазмы. Развитие i-области можно видеть по фазовым плоскостям, когда заданы пробные частицы с $V_N^o = 0$, равномерно распределенные по длине системы.

Анализ распределения пробных частиц на фазовой плоскости в разные моменты времени показывает, что области занятые пробными частицами, быстро расширяются до $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$, а затем продолжают расширяться очень медленно. По фазовым плоскостям (Рис 4, 14, 25, 35) видно, что в случаях 6, 8, 9 области $V > 0$ и с $V < 0$ не пересекаются, а в случае 7 только 2 частицы из области $V > 0$ попадают в область $V < 0$.

Границы стохастических областей в $t/T_{oe} = 200$ можно оценить по максимальным и минимальным скоростям групп пробных частиц с $V_N^o/V_T = \pm 2.84$ и $V_N^o = 0$. Эти границы и ширина областей стохастического движения р-электронов приведены в таблице 7.

Случай	4	6	8	5	7	9
N_i	3	5	7	3	5	7
V_s^i/V_T	0.89	0.89	0.89	1.26	1.26	1.26

Границы Область $V > 0$. $V_N^o/V_T = 2.84$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	6.15	4.33	6.36	7.22	3.87	4.98
V_{max}^e/V_T	6.70	6.44	6.34	8.08	5.54	5.47
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	1.13	0.94	2.45	0.57	-2.05*	1.64
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	5.02	3.39	3.90	6.65	5.93	3.34
$\delta V_e/V_T$	5.57	5.50	3.88	7.51	7.59	3.83

i-область $V_N^o > 0$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	1.53	1.28	2.90	3.15	3.66	2.34
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	-1.72	-1.31	-1.44	-3.13	-2.56	-1.92
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	3.25	2.59	4.34	6.28	6.22	4.26
$2V_s^i/V_T$	1.78	1.78	1.78	2.52	2.52	2.52

Область $V < 0$. $V_N^o/V_T = -2.84$						
Верхняя						
V_N^{max}/V_T	-1.57	-2.03	-1.37	-1.48	-0.92	-0.28
Нижняя						
V_N^{min}/V_T	-5.81	-6.65	-4.97	-6.13	-7.95	-4.36
V_{min}^e/V_T	-7.68	-6.29	-4.29	-6.92	-7.67	-6.14
Ширина области						
$\delta V_N/V_T$	4.24	4.62	3.60	4.65	7.03	4.08
$\delta V_e/V_T$	6.11	4.26	2.92	5.44	6.75	5.86

*-скорость $V < 0$ имеют только 2 частицы.

V_N^o – начальная скорость пробных частиц; V_N^{max} , V_N^{min} – максимальная и минимальная скорость пробных частиц; V_{max}^e , V_{min}^e – максимальная и минимальная скорость электронов плазмы; $V_s^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \approx 2\left(\frac{\tilde{n}}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}} V_T$.

i-области, а также верхней границы области $V < 0$ и нижней границы i-области показывает, что в случаях 4, 6, 8 эти границы близки или различаются на $V/V_T < 1$, сравнимое с возмущением скорости \tilde{V} . В случаях 5, 7, 9 стохастические области $V > 0$ и $V < 0$ сильно пересекаются с i-областью.

Анализ траекторий пробных частиц (р-электронов) подтверждает стохастический характер движения р-электронов в трех областях. Рассматриваются траектории частиц из групп с $V_N^o = 0$, $V_N^o/V_T = 2.84$ и $V_N^o/V_T = -2.84$ в случаях $6 \div 9$ – (Рис 7 \div 9) (случай 6), (Рис 18 \div 21) (случай 7), (Рис 28 \div 30) (случай 8) и (Рис 38 \div 40) (случай 9).

Случай 6. $N_i = 5$; $\frac{\tilde{n}}{n_o} = 0.20$. Анализ траекторий частиц с $V_N^o = 0$ показывает, что часть частиц захватывается в области захвата ионного возмущения $N_i = 5$. Типичная траектория показана на Рис 7а. Часть частиц движется стохастически, то захватываясь, то выходя из захвата, то захватываясь вновь или какое-то время оставаясь пролетными. Типичные траектории показаны на Рис 7б,с,д. Частиц, переходящих из i-области в области $V > 0$ или $V < 0$, нет.

Движение частиц с $V_N^o/V_T = 2.84$ имеет стохастический характер в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_\phi^N > 0$. Так частица Рис 8 а,б находится в сфере влияния гармоник $N = 6$ и 11 – она захватывается то одной, то другой гармоникой, то становится пролетной. Частица Рис 8 с,д находится в сфере влияния гармоник $N = 11$ и 16. Такой характер траекторий свидетельствует о развитии сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов. Частиц переходящих из области $V > 0$ в i-область, нет.

Такой же характер имеет и движение частиц с $V_N^o/V_T = -2.84$ в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_\phi^N < 0$. Так частицы Рис 9а,б вначале находятся в сфере влияния гармоник $N = -9$ (не показана на Рис 9) и $N = -4$, а позже оказываются в сфере влияния одной гармоникой $N = -4$. Частица Рис 9с,д все время находится в сфере влияния гармоник $N = -9$ и -14 . Траектории типа Рис 9а,б показывают, что структура области стохастического движения меняется во времени. На начальной стадии, когда амплитуды гармоник конверсии проходят через максимум, частицы движутся стохастически во всей области $V < 0$. Позднее когда амплитуды падают, происходит "расслоение" области – область гармоник $N = N_e - N_i = -4$ отделяется от области более высоких гармоник $N = -9, -14, \dots$. Анализ траекторий показывает, что в $t/T_{oe} > 50 \div 100$ частицы оказываются в сфере влияния гармони-

(Рис 9с,d). Частиц переходящих из области $V < 0$ в i -область, нет.

Таким образом, в случае 6, так же, как в случае 4 [3], область $V > 0$, i -область и область $V < 0$ не пересекаются. Небольшое пересечение границ этих областей (таблица 7) обусловлено возмущением скоростей p -электронов.

Анализ траекторий случая 4 ([3] Рис 17 ÷ 20) показывает, что "расслоения" стохастических областей в этом случае нет ни в области $V > 0$, ни в области $V < 0$, образованной гармониками $N = N_e - \beta N_i$, $\beta \geq 2$ (напомним, что в случаях 4 и 5 гармоника $N = N_e - N_i = -2$ не захватывает p -электроны). В случае 6 наблюдается "расслоение" с отделением стохастической области гармоники $N = N_e - N_i = -4$.

Случай 7. $N_i = 5$; $\frac{\tilde{n}}{n_0} = 0.40$. Анализ траекторий частиц с $V_N^0 = 0$ показывает, что так же, как в случае 6 (Рис 7), часть частиц захватывается в области захвата ионного возмущения $N_i = 5$, часть движется стохастически (Рис 18а). Однако в отличие от случая 6 в этом случае некоторые частицы переходят в области $V > 0$ или $V < 0$. Так частица Рис 18b,c сначала захвачена в $N_i = 5$, затем выходит из захвата с $V > 0$, становится пролетной, ускоряется, отражаясь в поле гармоник $N=21$, $N=16$ (не показано на Рис) и попадает в сферу влияния гармоники $N=11$. Частица Рис 18d вначале движется стохастически в сфере влияния $N_i = 5$, а затем выходит из захвата с $V < 0$ и до $t/T_{oe} \sim 200$ остается пролетной в области $V < 0$.

Таким образом в этом случае, так же как в случае 5 [3], область $V > 0$, i -область и область $V < 0$ объединяются. Это подтверждается и некоторыми траекториями частиц с $V_N^0/V_T = 2.84$. Действительно, наблюдаются частицы, которые из области $V > 0$ переходят в i -область, а некоторые и в область $V < 0$. Так частица Рис 19 а,b сначала находится в сфере влияния гармоники $N = 11$, затем замедляется, отражаясь в поле гармоник $N = 16$, $N = 21$ (не показано на Рис), попадает в i -область, захватывается в $N_i = 5$ и выходит из захвата с $V < 0$. Частица Рис 19 с,d замедляется, отражаясь в поле гармоник $N = 11$, 16 , 21 (не показано на Рис), попадает в i -область, захватываясь в $N_i = 5$ и выходит из захвата с $V < 0$ и попадает в сферу влияния гармоники $N = -19$.

Движение большей части частиц с $V_N^0/V_T = 2.84$ и -2.84 имеет стохастический характер в областях $V > 0$ и $V < 0$. Так в области $V > 0$ частица Рис 20 а,b захватывается гармоникой $N = 6$, а затем переходит в сферу влияния гармоники $N = 11$. Частица Рис 20 с,d находится в сфере влияния гармоник $N = 11$ и 16 . В области $V < 0$ частица Рис

затем переходит в сферу влияния гармоники $N = -4$. Частица Рис 21b, наоборот, вначале захватывается гармоникой $N = -4$, а затем переходит в сферу влияния гармоники $N = -9$. Частица Рис 21c,d вначале захватывается гармоникой $N = -4$, а затем попадает в сферу влияния гармоник $N = -14$ и -19 .

Траектории Рис 20,21 являются типичными для случая 7. Анализ траекторий такого типа показывает, что с течением времени происходит "расслоение" стохастических областей $V > 0$ и $V < 0$, при котором стохастические области основных гармоник конверсии $N = N_e + N_i = 6$ и $N = N_e - N_i = -4$ отрываются от объединяющейся стохастической области в районе областей захвата гармоник $N = (N_e - \beta N_i) \div N_i \div (N_e + \beta N_i), \beta \geq 2$.

Анализ траекторий случая 5 ([3] Рис 27÷29) показывает, что "расслоение" происходит и в этом случае, причем от объединяющейся стохастической области отделяются стохастические области гармоник $N = N_e + N_i = 4$ и $N = N_e - 2N_i = -5$.

Случай 8. $N_i = 7; \frac{\tilde{n}}{n_e} = 0.20$. Анализ траекторий частиц с $V_N^o = 0$ показывает, что движение этих частиц имеет такой же характер, как в случае 6 (Рис 7) – часть частиц захватывается в области захвата ионного возмущения $N_i = 7$, часть движется стохастически. Заметное число частиц из i -области переходит в область $V > 0$. Так частицы Рис 28 сначала захвачены в $N_i = 7$, затем выходят из захвата, становятся пролетными и ускоряются, отражаясь в поле гармоник $N = 29, N = 22$ (не показано на Рис). В результате частица Рис 28a,b попадает в сферу влияния гармоники $N = 15$, а частица Рис 28 c,d сначала попадает в сферу влияния гармоники $N = 15$, а затем и $N = 8$. Таким образом эти частицы ускоряются от $V_N^o = 0$ до $V/V_T \sim 2.5 \div 3$. Траектории частиц Рис 28 показывают, что в случае 8 стохастическая область $V > 0$ объединяется с i -областью. Однако, частиц, переходящих из i -области в область $V < 0$ нет.

Движение частиц с $V_N^o/V_T = 2.84$ и -2.84 имеет стохастический характер в областях $V > 0$ или $V < 0$. В области $V > 0$ значительная часть частиц остается все время в сфере влияния гармоники $N = 8$ (Рис 29 a,b). Частица Рис 29 c,d вначале находится в сфере влияния гармоник $N = 8$ и 15 , а затем $N = 8$. Траектории такого типа указывают на "расслоение" стохастической области $V > 0$, однако, траектории типа Рис 28 c,d показывают, что до $t/T_{oe} \sim 200$ "расслоение" еще не завершилось.

моник $N = -6$ и -13 , а частица Рис 30 c,d – в сфере влияния гармоник $N = -13$ и -20 . Частиц, переходящих из области $V < 0$ в i -область нет, так что в этом случае эти области не объединяются. Нет и ”расслоения” области $V < 0$.

Случай 9. $N_i = 7$; $\frac{\tilde{n}}{n_o} = 0.40$. Анализ траекторий частиц с $V_N^0 = 0$ показывает, что движение этих частиц имеет такой же характер, как и в остальных случаях (Рис 7). Заметное число частиц в этом случае переходит из i -области в область $V > 0$. Так частица Рис 38 a,b,c сначала находится в i -области – она то захватывается возмущением $N_i = 7$, то выходит из захвата, а затем ускоряется и попадает в сферу влияния гармоник $N = 22$ и 15 . Частица Рис 38 d сначала захвачена в $N_i = 7$, затем выходит из захвата, ускоряется, отражаясь в поле гармоник $N = 29$, $N = 22$ (не показано на Рис) и попадает в сферу влияния гармоник $N = 15$. Таким образом, стохастическая область $V > 0$ объединяется с i -областью. Есть и частицы, которые переходят в стохастическую область $V < 0$, приобретая скорости до $V/V_T \sim -1.9$ (таблица 7).

В области $V > 0$ значительная часть частиц находится в сфере влияния гармоник $N = 8$ (Рис 39 a,b,c). Некоторые частицы сначала находятся в сфере влияния гармоник $N = 8$ и 15 , а затем переходят в сферу влияния $N = 15$ (Рис 39 d) или 15 и 22 . Сравнение траекторий типа Рис 38 и 39 показывает, что в случае 9 происходит ”расслоение” стохастической области $V > 0$ – стохастическая область гармоник $N = N_e + N_i = 8$ отделяется от стохастической области гармоник $N = N_e + \beta N_i$; $\beta \geq 2$, объединенной с i -областью.

В области $V < 0$ значительная часть частиц сначала находится в сфере влияния гармоник $N = -6$ и -13 , но затем остается в сфере влияния одной гармоник $N = -6$ (Рис 40 a,b) или переходит в сферу влияния гармоник $N = -13, -20$ (Рис 40 c,d). Это показывает, что и в этой области происходит ”расслоение” – стохастическая область гармоник $N = N_e - N_i = -6$ отделяется от стохастической области гармоник $N = N_e - \beta N_i$; $\beta \geq 2$, объединенной с i -областью.

Таким образом структура стохастических областей различна в разных случаях. В значительной степени она зависит от амплитуды возмущения плотности, с которой связана ширина i -области. Действительно, при $\frac{\tilde{n}}{n_o} = 0.20$ ($V_3^i/V_T \sim 0.89$) i -область не пересекается с областями $V > 0$ и $V < 0$ (Случаи 4,6) или пересекается только с областью $V > 0$ (случай 8). При $\frac{\tilde{n}}{n_o} = 0.40$ ($V_3^i/V_T \sim 1.26$) i -область во всех случаях пересекается и с областью $V > 0$, и с областью $V < 0$.

выделением стохастических областей гармоник $N = N_e \pm N_i$, зависит от амплитуд, фазовых скоростей V_Φ^N гармоник конверсии и разности фазовых скоростей ΔV_Φ^N соседних гармоник. При увеличении $\frac{\dot{n}}{n_o}$ подрастает скорость роста гармоник конверсии [3] и соответственно немного растут их максимальные амплитуды (таблица 2,3). С ростом N_i уменьшаются фазовые скорости гармоник конверсии, растет скорость затухания на начальной стадии захвата р-электронов и соответственно уменьшаются максимальные амплитуды гармоник E_{max}^N (таблица 2,3). $E_{max}^N, V_\Phi^N, \Delta V_\Phi^N$ в каждом случае определяют ширину области сильной стохастической неустойчивости в $t \sim t_{max}^N$ основных гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$, скорость развития сильной стохастической неустойчивости и скорость изменения амплитуды гармоник, обусловленную этой неустойчивостью. Поскольку максимальные ΔV_Φ^N имеют основные гармоники конверсии, уменьшение их амплитуды может привести к отрыву их стохастических областей от стохастических областей остальных гармоник с более близкими фазовыми скоростями. Из таблицы 3 видно, что в установившемся состоянии в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ амплитуда основных гармоник конверсии меньше при $\frac{\dot{n}}{n_o} = 0.40$, чем при $\frac{\dot{n}}{n_o} = 0.20$. Соответственно и отрыв стохастических областей основных гармоник конверсии $N = N_e + N_i$ и $N = N_e - N_i$ наблюдается в случаях 5,7 и 9 с $\frac{\dot{n}}{n_o} = 0.40$ и не наблюдается в случаях 4 и 8 с $\frac{\dot{n}}{n_o} = 0.20$, а в случае 6 наблюдается только для $N = N_e - N_i$ с большей ΔV_Φ^N , чем у $N = N_e + N_i$.

Следует отметить, что во всех случаях верхняя граница V_{max}^e стохастической области $V > 0$ растет с течением времени (Рис 5,15,26,36). Это обусловлено развитием стохастической неустойчивости между областями захвата гармоники $N = N_e + N_i$ и основной волны $N = 1$, а в случаях, когда развивается сателлит $N = 2$. Эту область можно считать четвертой стохастической областью в плазме. Сравнение верхней границы этой области V_{max}^e с нижней границей стохастического слоя волны $N = 1$ или $N = 1$ и сателлита $N = 2$ V_{min}^b (таблица 5) показывает, что к $t/T_{oe} \sim 200$ эти границы сближаются (кроме случая 8). В случае 5 эта стохастическая область и стохастический слой пересекаются, так что образуется общая область стохастического движения b- и р-электронов.

В случаях 7 и 9 с течением времени растет и нижняя граница $|V_{min}^e|$ стохастической области $V < 0$. Это показывает, что в стохастическую неустойчивость в этих случаях включаются гармоники конверсии от сателлита $N = (N_e = 2) - N_i$ с фазовыми скоростями $|V_\Phi^c| > |V_\Phi^N|$ основной гармоники конверсии $N = (N_e = 1) - N_i$. Выше было показано,

$V < 0$. Появление и рост числа р-электронов с $|V| > |V_{\Phi}^c|$ показывает, что при расслоении стохастические области сателлитной и основной гармоник конверсии объединяются. В области $V > 0$ $V_{\Phi}^c < V_{\Phi}^N$, $(V_{\Phi}^N - V_{\Phi}^c)$ невелико, так что стохастические области этих гармоник также объединяются.

Захват и ускорение электронов плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости их движения приводят к затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Это видно по кривым $W(t)$ для случаев 6 ÷ 9 (Рис 1, 10, 22, 31). Из этих рисунков видно, что энергия поля поглощается и ΔW_e растет, в основном, до $t/T_{oe} \sim 10 \div 20$, когда амплитуды гармоник конверсии проходят через максимум, т.е. на начальной стадии сильной стохастической неустойчивости. На стадии ее развития до $t/T_{oe} \sim 40 \div 60$ продолжается заметный рост ΔW_e , а в $t/T_{oe} > 60 \div 100$ на стадии квазистационарного состояния ΔW_e растет медленно.

Анализ функций распределения р-электронов по скоростям в разные моменты времени в случаях 6 ÷ 9 (Рис 5, 15, 26, 36) показывает, что функции распределения также быстро меняются до $t/T_{oe} \sim 10 \div 20$, более медленно – до $t/T_{oe} \sim 40 \div 60$, а в $t/T_{oe} > 60 \div 100$ меняются только в деталях, в частности, за счет роста хвостов.

На Рис 5b, 15b, 26b, 36b показаны функции распределения р-электронов в $t/T_{oe} \sim 200$ для случаев 6 ÷ 9. В каждом случае показано четыре вида функций распределения: $f(V)$ с нормировкой на свой максимум – f_{max} или на максимум начальной функции распределения – f_{omax} в линейном и логарифмическом масштабе. Значения f_{max}/f_{omax} для случаев 4 ÷ 9 приведены в таблице 8.

Можно ожидать, что область изменения функции распределения связана с областями стохастического движения. Действительно, из Рис 5, 15, 26, 36 видно, что $f(V)$ меняется в области $V > 0$ и $V < 0$. Изменение центральной части $f(V)$, видное по кривым $f(V)/f_{omax}$, наблюдается в случаях 7, 8, 9, когда i-область пересекается со стохастическими областями $V > 0$ и $V < 0$ и не наблюдается в случае 6, когда стохастические области не пересекаются.

Случай	4	6	8		5	7	9
N_i	3	5	7		3	5	7
\tilde{n}/n_o	0.20	0.20	0.20		0.40	0.40	0.40
f_{max}/f_{omax}	0.98	1.00	0.94		1.01	0.97	0.85
$T_{0.6}/T_{0.6}^o$	1.00	0.85	0.99		0.82	0.74	1.08
$T_{0.1}/T_{0.1}^o$	0.92	1.05	1.15		0.95	1.53	1.40

$V > 0$							
$(f(V)/f_{max})_{гр}$	0.07	0.13	0.40		0.08	0.26	0.64
$V_{гр}/V_T$	2.31	2.02	1.36		2.25	1.64	0.94
$(V_{\Phi}^N - V_{зmax}^N)/V_T$	2.64	2.11	1.78		2.72	1.93	1.75
V_N^{min}/V_T	1.13	0.94	2.45		0.57	0.70	1.64
β	1 ÷ 3	1 ÷ 3	1 ÷ 4...i		1 ÷ 3	1 ÷ 4...i	1 ÷ 4...i

$V < 0$							
$(f(V)/f_{max})_{гр}$	0.03	$7 \cdot 10^{-3}$	0.07		0.10	0.16	0.40
$V_{гр}/V_T$	-2.65	-3.15	-2.31		-2.15	-1.92	-1.36
$(V_{\Phi}^N + V_{зmax}^N)/V_T$	-2.17	-2.44	-2.25		-2.14	-2.30	-2.03
V_N^{max}/V_T	-1.57	-2.03	-1.37		-1.48	-0.92	-0.28
β	2; 3	1	1		2 ÷ 4	1 ÷ 3	1 ÷ 4...i

f_{max}, f_{omax} - максимальное значение функции распределения $f(V)$ в $t/T_{oe} = 200$ и начальной $f_o(V)$; $T_{0.6}/T_{0.6}^o = (\Delta V_{0.6}/\Delta V_{0.6}^o)^2$, $T_{0.1}/T_{0.1}^o = (\Delta V_{0.1}/\Delta V_{0.1}^o)^2$, $\Delta V_{0.6}, \Delta V_{0.1}$ - ширина $f(V)$ на уровне $f(V)/f_{max} = 0.606$ или 0.135 для $f(V)$ в $t = 200$ и начальной $f_o(V)$; $(f(V)/f_{max})_{гр}$, $V_{гр}$ - граничное значение $f(V)$ и соответствующая граничная скорость (при $V > V_{гр}$ $f(V)$ заметно шире максвелловской $f_o(V)$); $(V_{\Phi}^N \mp V_{зmax}^N)$ - нижняя граница области захвата гармоники $N = N_e + N_i$, верхняя граница $N = N_e - N_i$ (в случаях 4, 5 $N = N_e - 2N_i$); V_N^{min}, V_N^{max} - нижняя граница стохастической области $V > 0$ и верхняя граница области $V < 0$; β определяет номер гармоники $N = N_e \pm \beta N_i$ с $|V_{\Phi}^N| > |V_{гр}|$.

уширяется по сравнению с максвелловской, когда $f(V)/f_{max}$ меньше некоторой граничной $(f(V)/f_{max})_{гр}$. Значения $(f(V)/f_{max})_{гр}$ и соответствующие им граничные скорости $V_{гр}$ для случаев 4 ÷ 9 приведены в таблице 8. Области, соответствующие $f(V)/f_{max} < (f(V)/f_{max})_{гр}$, $V > V_{гр}$ соответствуют областям, где в основном поглощается энергия. Из таблицы 8 видно, что с ростом N_i $(f(V)/f_{max})_{гр}$ растет, а $|V_{гр}|$ соответственно уменьшается (кроме $V_{гр} < 0$ в случае 6). Это показывает, что при увеличении N_i в стохастическое движение включаются р-электроны с меньшими начальными скоростями. А это, в свою очередь, соответствует тому, что при увеличении N_i уменьшаются фазовые скорости гармоник конверсии и стохастические области $V > 0$ и $V < 0$ смещаются в область меньших скоростей.

Сравнение $V_{гр}$ с границами захвата основных гармоник конверсии в $t \sim t_{max}^N V_{ф}^N - V_{зmax}^N (V > 0)$ или $V_{ф}^N + V_{зmax}^N (V < 0)$ (таблица 8) показывает, что они близки или различаются незначительно (кроме случая 9). Это показывает, что гармоники $N = N_e \pm N_i$ (в случаях 4, 5 $N = N_e + N_i$ и $N_e - 2N_i$) играют определяющую роль. Рост максимальной амплитуды этих гармоник, из-за роста скорости конверсии, при увеличении $\frac{\tilde{n}}{n_o}$ объясняет уменьшение $V_{гр}$ при увеличении $\frac{\tilde{n}}{n_o}$ (таблица 8).

Однако, и другие гармоники дают вклад в поглощение энергии и смещают $V_{гр}$ в область меньших скоростей. В таблице 8 приведены значения β , определяющие номер гармоники $N = N_e \pm \beta N_i$ (таблица 3) для гармоник с $|V_{ф}^N| > |V_{гр}|$, участвующих в обмене энергией. Видно, что в случаях 7, 8, 9 вся стохастическая область $V > 0$ и часть i-области, а в случае 9 и вся стохастическая область $V < 0$ дают вклад в поглощение энергии. В остальных случаях вклад дают 2-3 гармоники, а в случаях 6,8 в области $V < 0$ – только одна гармоника $N = N_e - N_i$.

Следует отметить, что $|V_{гр}|$ значительно больше внутренних границ стохастических областей $V_N^{min} (V > 0)$ или $V_N^{max} (V < 0)$ (таблица 7). Это неудивительно, так как границы стохастических областей определяются по скорости отдельных частиц, а $V_{гр}$ характеризует значительное изменение функции распределения всех электронов плазмы.

Отметим также, что полная энергия, поглощенная электронами плазмы ΔW_e , практически не зависит от N_i (таблица 4), хотя $|V_{гр}|$ уменьшается с ростом N_i . Это показывает, что энергия поглощается главным образом в районе областей захвата основных гармоник конверсии.

Из Рис 5b, 15b, 26b, 36b видно, что во всех случаях в районе областей стохастического движения $V > 0$ и $V < 0$ сохраняется градиент функции

ся (поглощающих энергию) р-электронов больше числа тормозящихся (отдающих энергию), так что затухание гармоник должно продолжаться. Однако, средние амплитуды гармоник остаются постоянными (Рис 3, 12, 24, 33). Ниже будет показано, что к сохранению амплитуды гармоник приводит примерное равенство притока энергии от конверсии волны $N = 1$ и потерь энергии на затухание при развитии сильной стохастической неустойчивости.

Изменение функции распределения можно охарактеризовать эффективной температурой $T/T^o = (\Delta V/\Delta V^o)^2$, где $\Delta V^o, T^o$ – ширина начальной функции распределения и начальная температура, $\Delta V, T$ – ширина функции распределения и эффективная температура в данный момент времени. В таблице 8 приведены $T_{0.6}/T_{0.6}^o$ и $T_{0.1}/T_{0.1}^o$ для случаев 4 ÷ 9 в $t/T_{oe} = 200$, определенные по ширине $f(V)$ на уровне $f(V)/f_{max} = 0.606$, где $\Delta V^o/2 = V_T$ и на уровне $f(V)/f_{max} = 0.135$, где $\Delta V^o/2 = 2V_T$. Из таблицы 8 видно, что во всех случаях $T_{0.6}/T_{0.6}^o$ не превышает 1.0, кроме случая 9, где $T_{0.6}/T_{0.6}^o \sim 1.08$. Эффективная температура $T_{0.1}/T_{0.1}^o$ немного растет с ростом N_i , но в случаях 4,6 и 8 остается близкой к единице и заметно возрастает до $T_{0.1}/T_{0.1}^o \sim 1.5$ и 1.4 только в случаях 7 и 9 соответственно. Отметим, что эффективная температура в этих случаях растет до $t/T_{oe} \sim 40$, а далее остается практически постоянной.

Как уже говорилось, анализ кривых $W(t)$ (Рис 1, 10, 22, 31) показывает, что поле быстро затухает, а энергия электронов плазмы ΔW_e растет в $t/T_{oe} \leq 10 \div 20$, то есть в $t \leq t_{max}^N$, когда начинается захват р-электронов гармониками конверсии. В этом интервале времени поглощается основная часть энергии, потерянная пучком на стадии развития пучковой неустойчивости и захвата в-электронов волной $N = 1$.

Заметная энергия поглощается в $t/T_{oe} \sim (10 \div 20) \div (40 \div 60)$ на стадии развития сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов. В этом интервале наблюдается заметный рост потерь энергии в-электронов ΔW_b , связанный с уменьшением фазовой скорости, формирующейся волны БГК $N = 1$. Действительно, изменение ΔW_b в этом интервале практически не зависит от N_i и растет при увеличении \tilde{n}/n_o , что соответствует зависимости от N_i и \tilde{n}/n_o установившейся фазовой скорости волны $N = 1$ $V_{фсп}^I$ (таблица 4). Энергия, потерянная в-электронами может непосредственно передаваться только в поле основной волны $N = 1$ или гармоники – сателлита $N = 2$. Однако, по кривым $W(t)$ видно, что $\Delta W_b \sim \Delta W_e$. Это показывает, что практически вся энергия, поглощенная волной $N = 1$ и сателлитом, за счет конверсии передается электронам плазмы. Анализ кривых $W(t)$ показывает, что

(таблица 4) определяется, в основном, ростом ΔW_b в этом интервале.

В $t/T_{oe} > 40 \div 60$ потери энергии ΔW_b и энергия р-электронов ΔW_e продолжают расти, причем $\Delta W_e \sim \Delta W_b$. В этом интервале ΔW_b растет за счет "размешивания" в-электронов и развития сильной стохастической неустойчивости их движения в районе областей захвата основной волны и гармоники-сателлита. Энергия передается волне $N = 1$ и сателлиту $N = 2$, затем за счет конверсии передается в гармоники конверсии, компенсируя затухание в стохастических областях и поддерживая постоянной амплитуду гармоник, и, наконец, поглощается электронами плазмы. Этот процесс и поддерживает квазистационарную волну БГК и квазистационарные области стохастического движения в плазме. К $t/T_{oe} \sim 200$ энергия, поглощенная электронами плазмы достигает величины $\Delta W_{e\text{ср}} \sim (0.32 \div 0.35)W_e^o \sim (0.25 \div 0.27)W_b^o$ в случаях 4, 6, 8 ($\tilde{n}/n_o = 0, 20$) и $\Delta W_{e\text{ср}} \sim (0.62 \div 0.67)W_e^o \sim (0.48 \div 0.52)W_b^o$ в случаях 5, 7, 9 ($\tilde{n}/n_o = 0, 40$), $W_b^o/W_e^o = 1.297$, (таблица 4).

В работе [3] и настоящей работе исследуется неустойчивость холодного пучка электронов ($V_o/V_T = 15.9$; $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$) в неоднородной плазме с разными параметрами возмущения плотности ($N_i = 3; 5$ и 7 ; $\tilde{n}/n_o = 0.20$ и 0.40).

Сравнение случаев $4 \div 9$ с разными N_i и \tilde{n}/n_o показывает, что начальная стадия взаимодействия пучок-плазма во всех случаях определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровской волны – гармоники с максимальным инкрементом $N = 1$. Нелинейная стадия этой неустойчивости определяется захватом электронов пучка. Параллельно развивается конверсия основной волны на возмущении плотности, которая приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн с номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$

Дальнейшее развитие неустойчивости определяется сравнительной скоростью развития различных процессов. Основную роль играют "размешивание" захваченных в-электронов на фазовой плоскости и формирование волны БГК-типа, уменьшение фазовой скорости волны $N = 1$ в неоднородной плазме, развитие конверсии, захват электронов плазмы гармониками конверсии и развитие сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов, затухание электрического поля при этой неустойчивости, формирование квазистационарных областей стохастиче-

При изменении параметров возмущения плотности меняется скорость развития некоторых из этих процессов. Так при увеличении \tilde{n}/n_o растет скорость конверсии, быстрее растут амплитуды гармоник конверсии и, как следствие, быстрее развивается захват р-электронов и растет скорость затухания гармоник. При увеличении N_i (уменьшении λ_i) уменьшаются фазовые скорости гармоник конверсии и растет скорость их затухания на стадии захвата р-электронов. В результате растет и скорость затухания основной волны. Однако "размешивание" в-электронов продолжается параллельно с затуханием. В результате после сброса значительной части энергии во всех случаях формируется квазистационарная или медленно затухающая волна БГК $N = 1$, параметры которой зависят от параметров возмущения плотности (таблица 4). В районе сепаратрисы волны БГК формируется стохастический слой, а при возбуждении сателлита $N = 2$ в районе областей захвата волны $N = 1$ и гармоники $N = 2$ развивается сильная стохастическая неустойчивость движения в-электронов.

Во всех случаях возбуждение гармоник конверсии $N = N_e \pm \beta N_i$ приводит к захвату ими электронов плазмы, развитию сильной стохастической неустойчивости движения р-электронов и формированию в плазме квазистационарных областей стохастического движения в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_{\Phi}^N > 0$ и $V_{\Phi}^N < 0$. Формируется стохастическая область и в районе областей захвата возмущения плотности с $V_{\Phi}^i = 0$. Границы и ширина стохастических областей на фазовой плоскости зависят от параметров возмущения плотности. Так в случаях 4 и 6 стохастические области $V > 0$, $V < 0$ и i -область не пересекаются. При увеличении N_i (случай 8) и увеличении амплитуды возмущения (случаи 5, 7, 9) i -область пересекается с областью $V > 0$ (случай 8) или обеими областями $V > 0$ и $V < 0$. Структура стохастических областей $V > 0$ и $V < 0$ зависит от фазовых скоростей гармоник конверсии, их амплитуд и разности фазовых скоростей соседних гармоник. Так при некоторых параметрах происходит "расслоение" стохастической области с отделением стохастической области гармоники $N = N_e + N_i$ или $N = N_e - N_i$ (случай 6) или обеих этих областей (случаи 5, 7, 9) от области остальных гармоник.

Можно выделить еще одну стохастическую область на фазовой плоскости между областями захвата гармоники $N = N_e + N_i$ и основной волны $N = 1$ или сателлита $N = 2$. Развитие этой области приводит к формированию общей области стохастического движения электронов плазмы и пучка (случай 5) [3].

плазме после поглощения значительной части энергии электронами плазмы проходит через стадию формирования квазистационарных медленно меняющихся структур типа волны БГК и областей стохастического движения на фазовой плоскости. Можно ожидать, что дальнейшее развитие будет определяться сателлитной неустойчивостью и медленным развитием стохастических процессов и затухания волны БГК и гармоник конверсии.

Захват и ускорение электронов плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости приводят к затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы. В результате меняются функции распределения р-электронов по скорости. Области поглощения энергии связаны с областями стохастического движения $V > 0$ и $V < 0$. При увеличении N_i и соответственно уменьшении фазовых скоростей гармоник конверсии границы областей поглощения сдвигаются в сторону меньших скоростей (таблица 8).

Полная энергия, поглощенная электронами плазмы ΔW_e , близка к энергии потерянной электронами пучка. ΔW_e практически не зависит от N_i и растет при увеличении амплитуды возмущения, достигая величины $\Delta W_e/W_b^o \sim 0.25 \div 0.27$ при $\tilde{n}/n_o = 0.20$ и $\Delta W_e/W_b^o \sim 0.48 \div 0.52$ при $\tilde{n}/n_o = 0.40$ ($\Delta W_b^o/W_e^o = 1.297$) в $t/T_{oe} \sim 200$.

Потери энергии пучка и энергия электронов плазмы продолжают медленно расти и тогда, когда устанавливается квазистационарная волна БГК и формируются квазистационарные области стохастического движения, причем $\Delta W_e \approx \Delta W_b$. Это позволяет сделать вывод, что амплитуда волны БГК поддерживается постоянной за счет притока энергии при "размещивании" и замедлении в-электронов и потерь энергии на конверсию, а амплитуда гармоник в стохастических областях поддерживаются за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание, которое приводит к росту ΔW_e .

В работе [3] мы отнесли квазистационарные области стохастического движения к типу многоволновых структур БГК-типа, основываясь на том, что эти области образованы гармониками постоянной амплитуды, в районе областей захвата которых развивается сильная стохастическая неустойчивость движения р-электронов. Однако это не совсем верно, так как структура БГК-типа должна быть самоподдерживающейся. Так амплитуда волны БГК [1] поддерживается постоянной захваченными в-электронами, полная энергия которых постоянна. В многоволновой структуре БГК-типа гармоник-сателлитов [10, 11] амплитуды гармоник поддерживаются постоянными за счет сильной стохастической неустой-

электронов по скорости имеет вид плато, а полная энергия β -электронов постоянна. Однако, в рассматриваемых случаях сохраняется градиент функции распределения r -электронов и растет их энергия, а амплитуды гармоник в областях стохастического движения поддерживаются постоянными не за счет сильной стохастической неустойчивости, а за счет протока энергии, так что эти области скорее следует отнести к типу открытых систем.

Литература

- [1] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-36, Новосибирск, 1998.
- [2] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 99-21, Новосибирск, 1999.
- [3] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 99-22, Новосибирск, 1999.
- [4] *P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson*. *Phys. Fluids*, **16**, 1967, 1973.
- [5] *Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин*. Препринты ИЯФ 80-192, Новосибирск, 1980; 81-04, 81-40, 81-43, 81-88, 81-89, Новосибирск, 1981; 82-53, Новосибирск, 1982;
- [6] *N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin*. *Physica Scripta*, **24**, 566, 1981.
- [7] *Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев*. Препринты ИЯФ 94-48, 94-49, 94-50, 94-51, Новосибирск, 1994.
- [8] *Н.Г. Мациборко, И.Н. Онищенко, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко*. *ЖЭТФ*, **63**, 874, 1972.
- [9] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-37, Новосибирск, 1998.
- [10] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев*. Препринты ИЯФ 95-23, 95-24, Новосибирск, 1995.
- [11] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-79, Новосибирск, 1998.

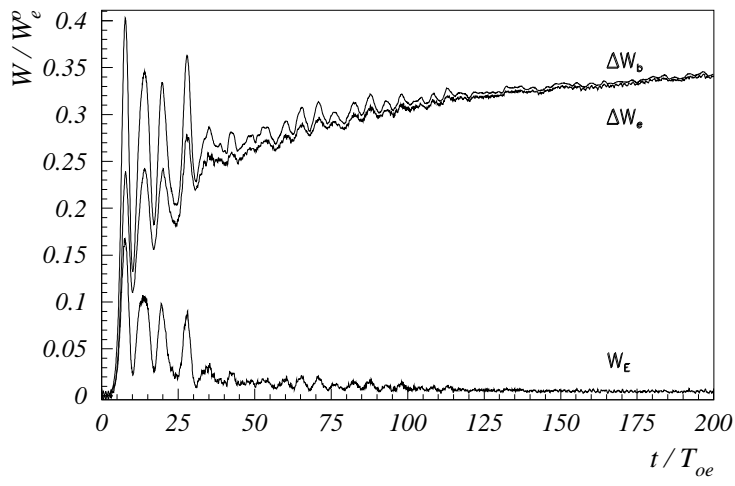


Рис. 1: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай б.

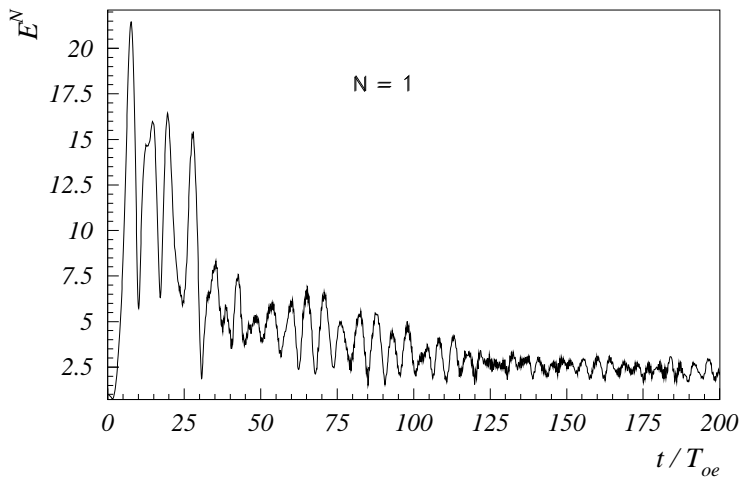


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 1$. Случай б.

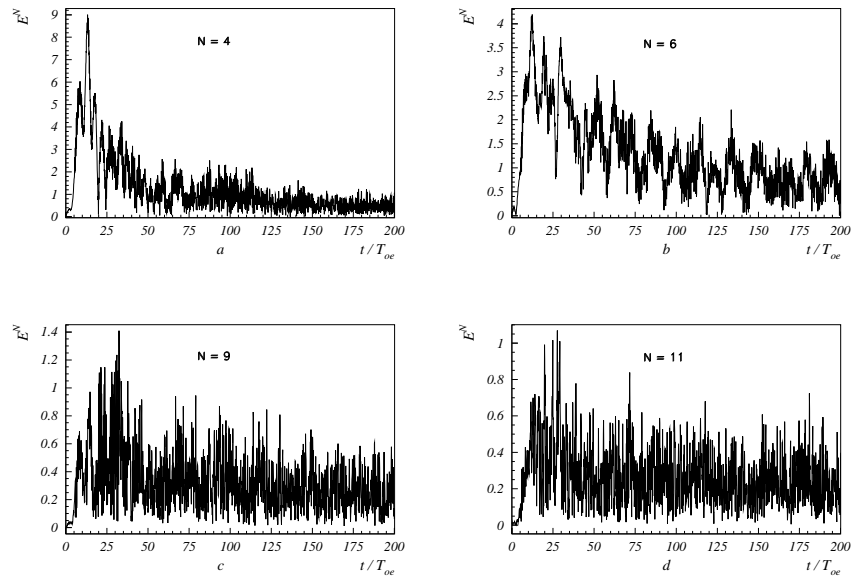


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии.
Случай 6.

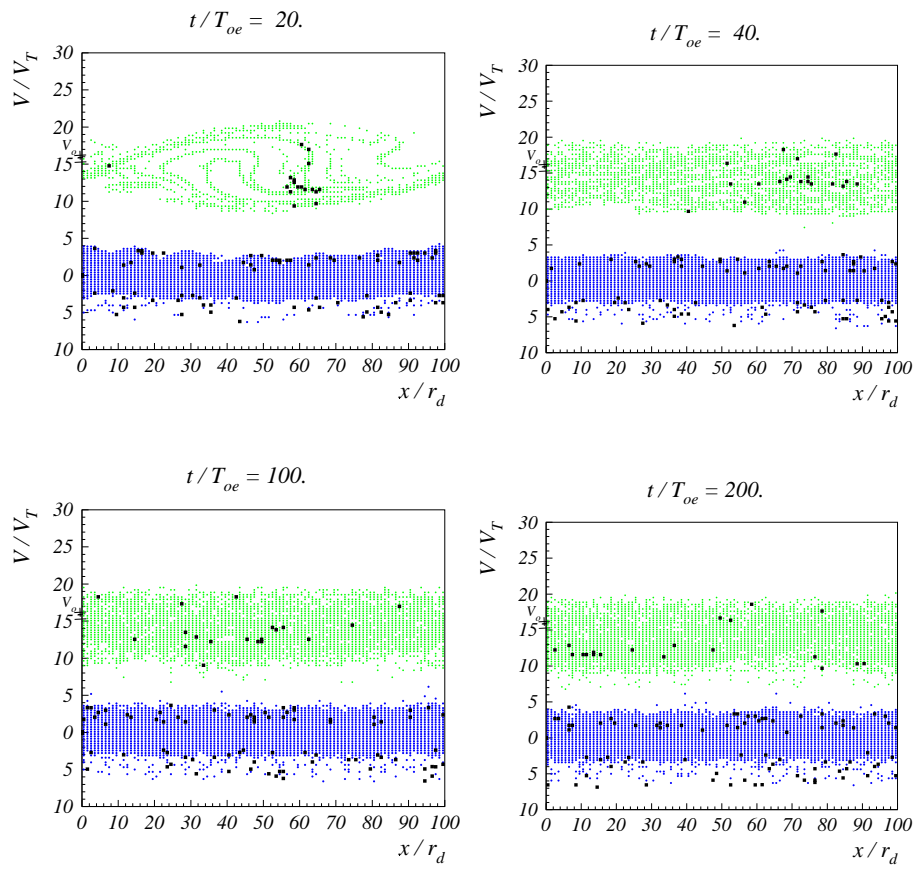


Рис. 4: Фазовые плоскости электронов. Случай 6.

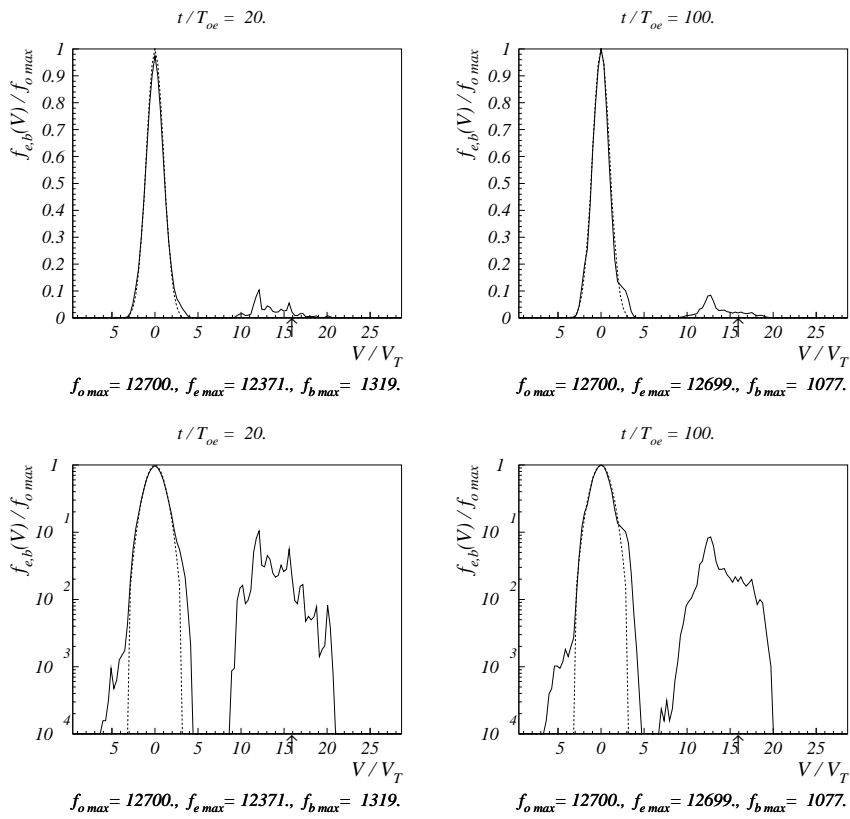


Рис. 5а: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 6.

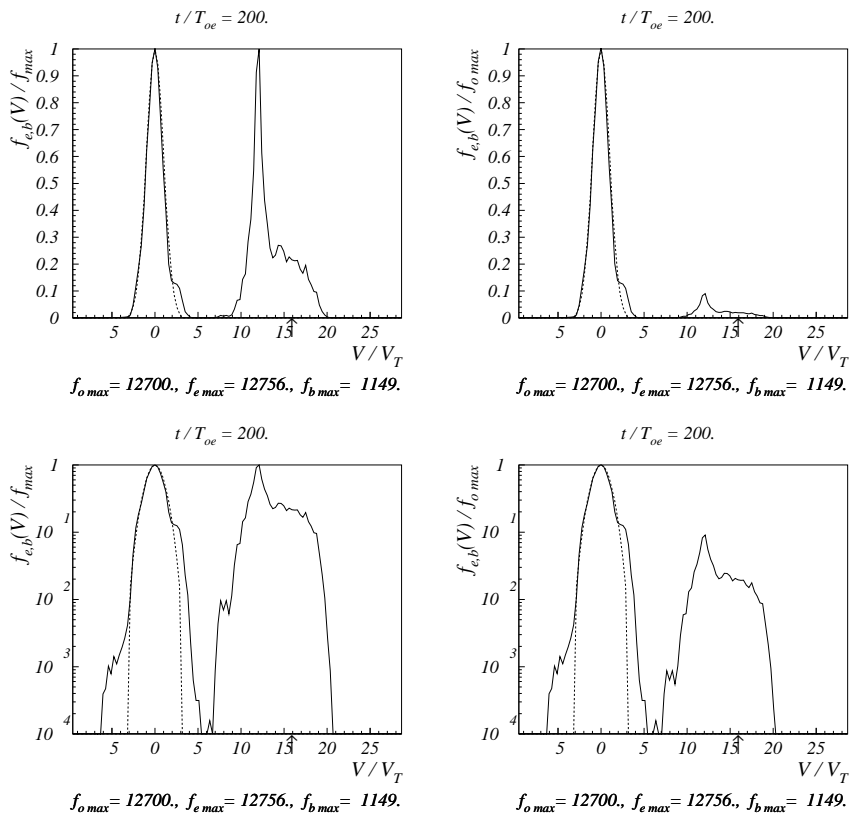


Рис. 5б: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 6.

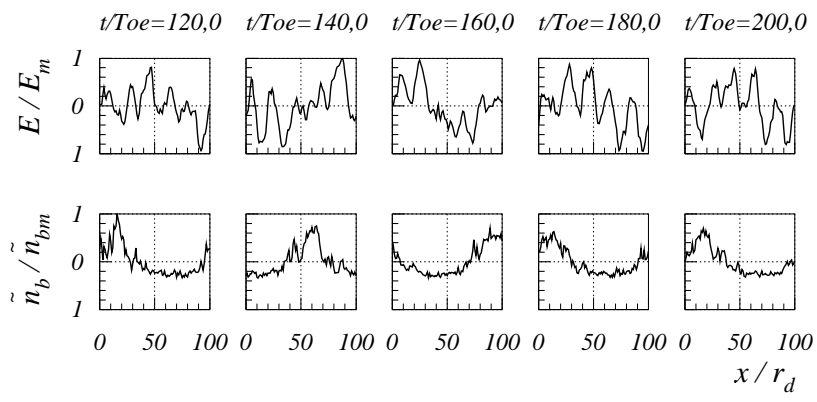
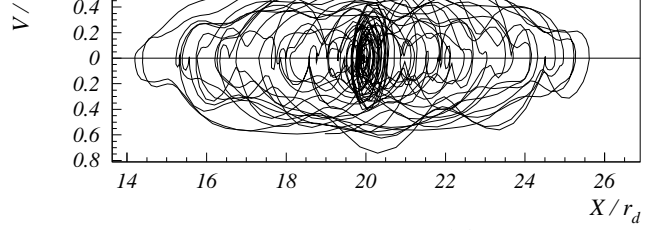
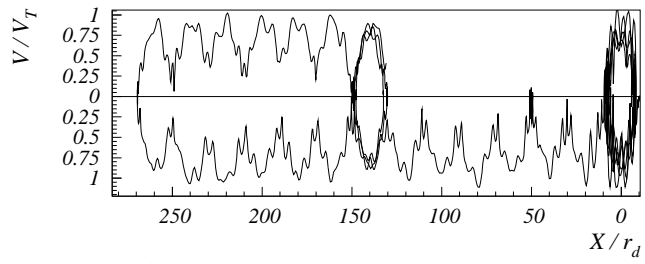


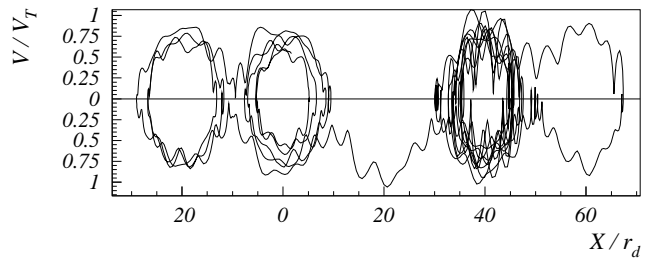
Рис. 6: Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 6. $E_m = 6.48$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 1.57$.



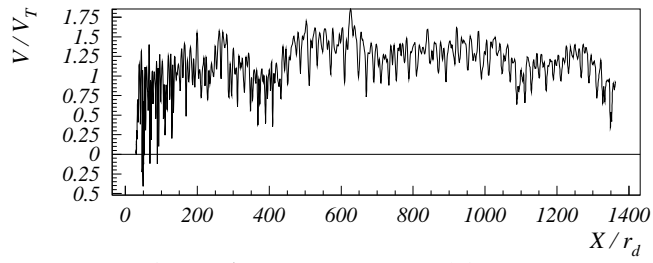
a) traj. 4, $t = 0. 200.$, in laboratory frame



b) traj. 2, $t = 0. 200.$, in laboratory frame



c) traj. 19, $t = 0. 200.$, in laboratory frame



d) traj. 6, $t = 0. 200.$, in laboratory frame

Рис. 7: Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в лабораторной системе. $V_N^2 = 0$, Случай 6.

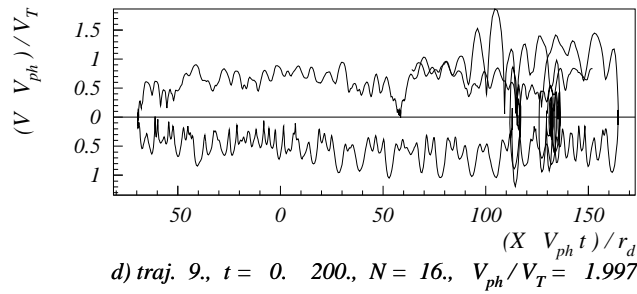
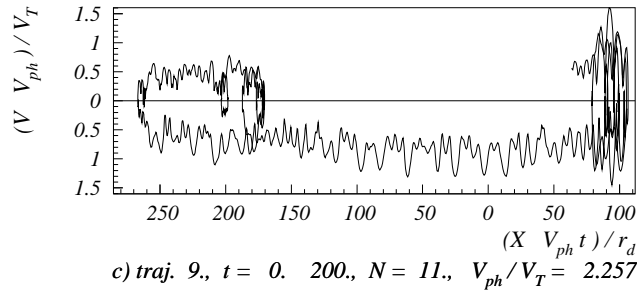
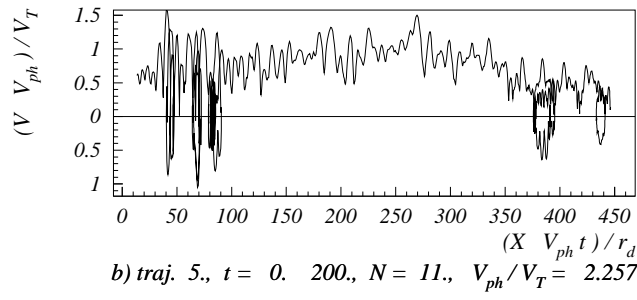
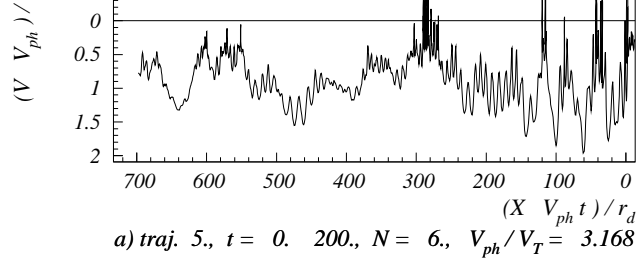


Рис. 8: Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^o/V_T = 2.84$, Случай 6.

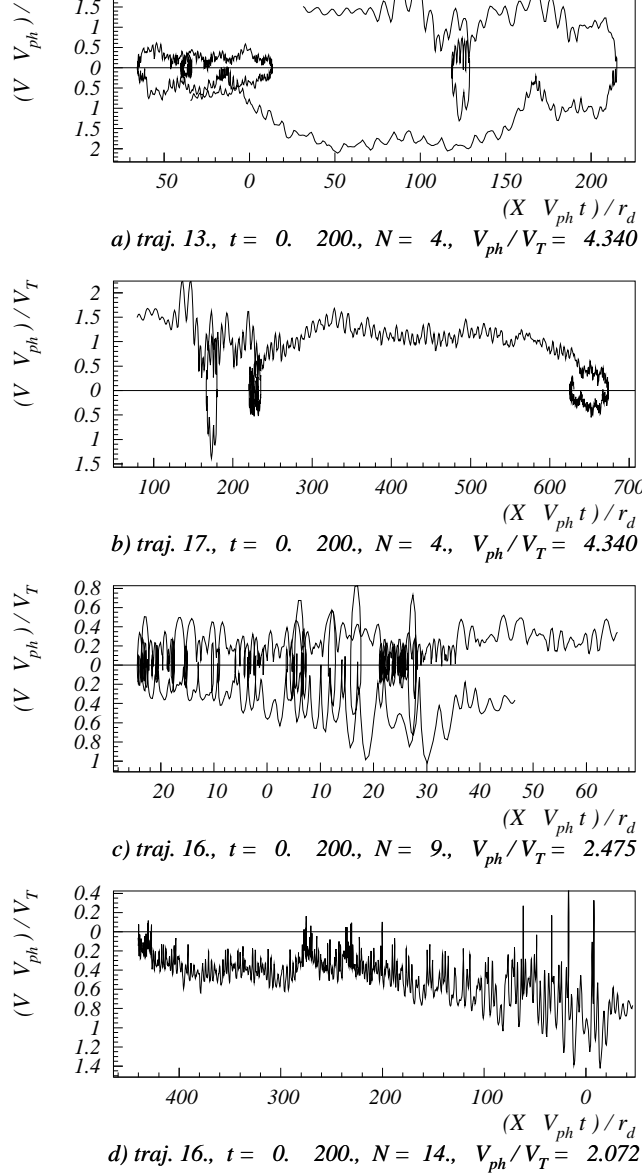


Рис. 9: Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^o/V_T = -2.84$, Случай 6.

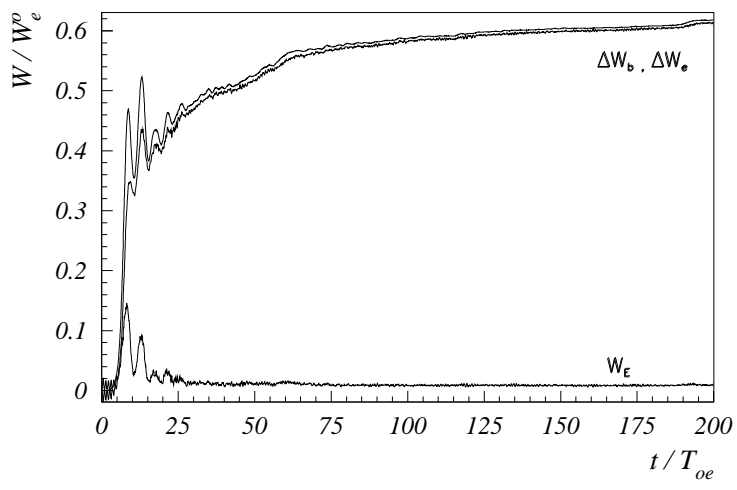


Рис. 10. Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка ΔW_b . Случай 7.

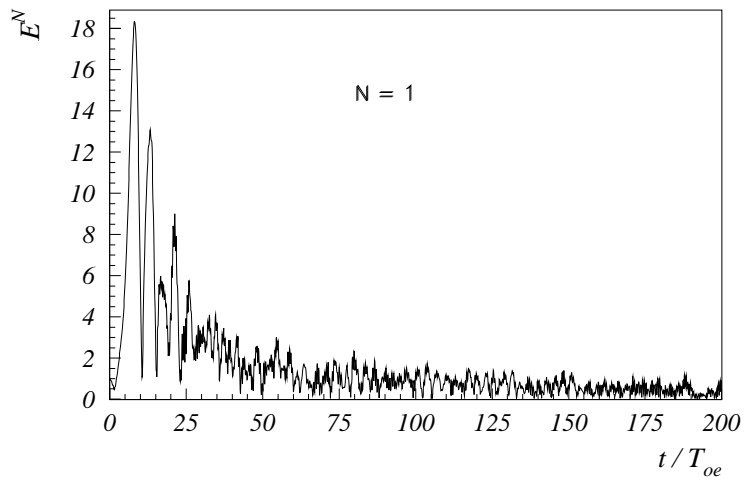


Рис. 11. Зависимость от времени амплитуды волны $N = 1$. Случай 7.

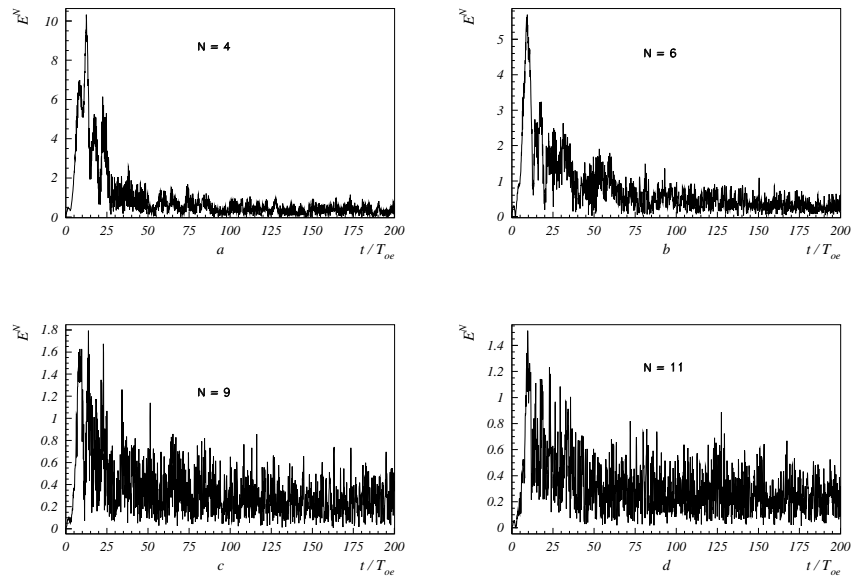


Рис. 12. Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии.
Случай 7.

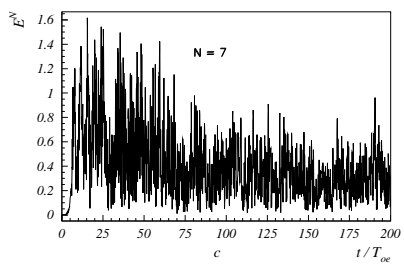
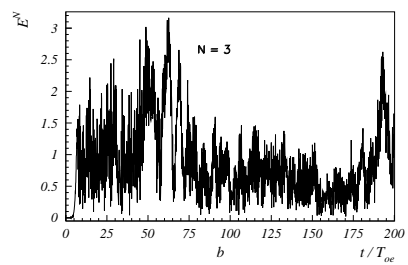
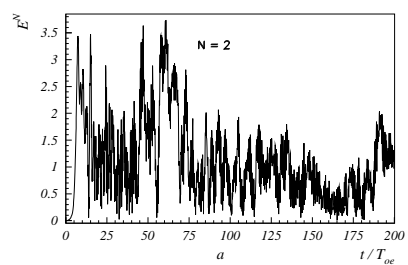


Рис. 13. Зависимость от времени амплитуды гармоники $N = 2$ и гармоник конверсии. Случай 7.

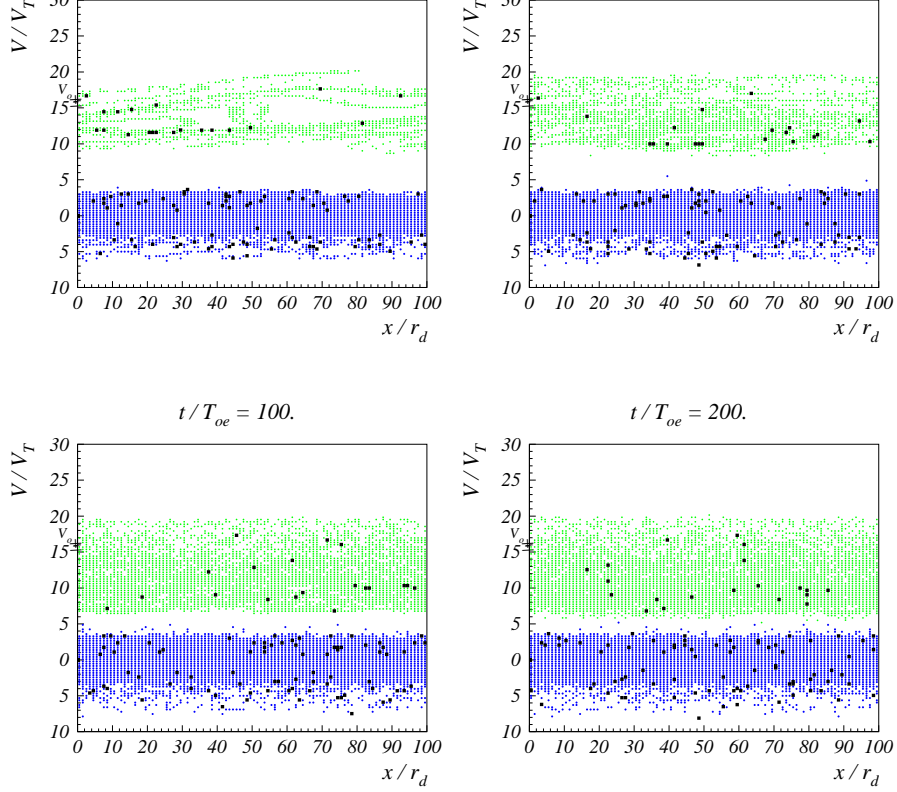


Рис. 14. Фазовые плоскости электронов. Случай 7.

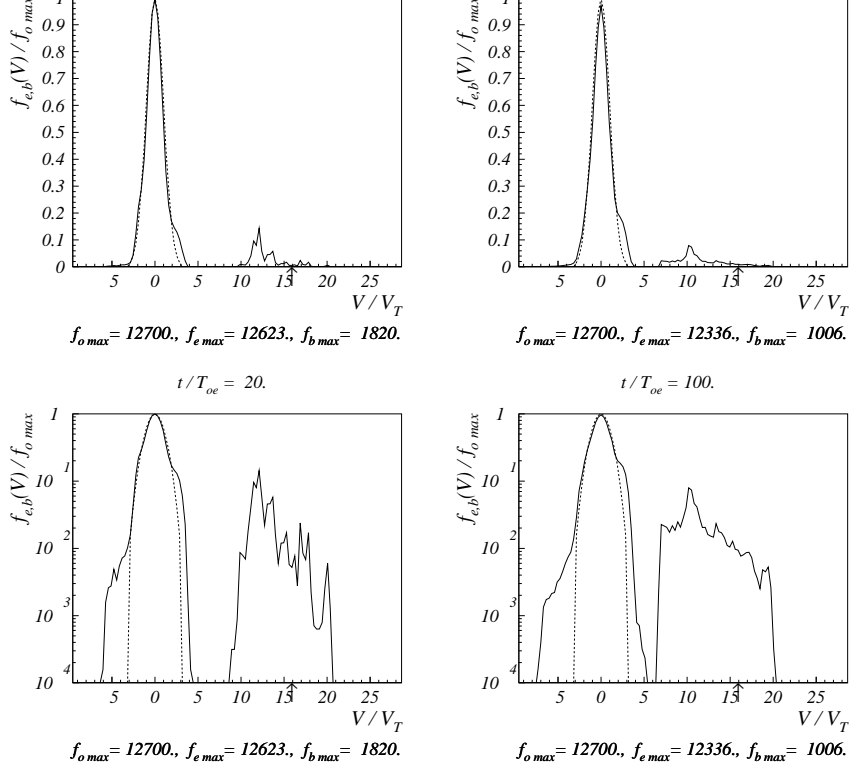


Рис. 15а. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 7.

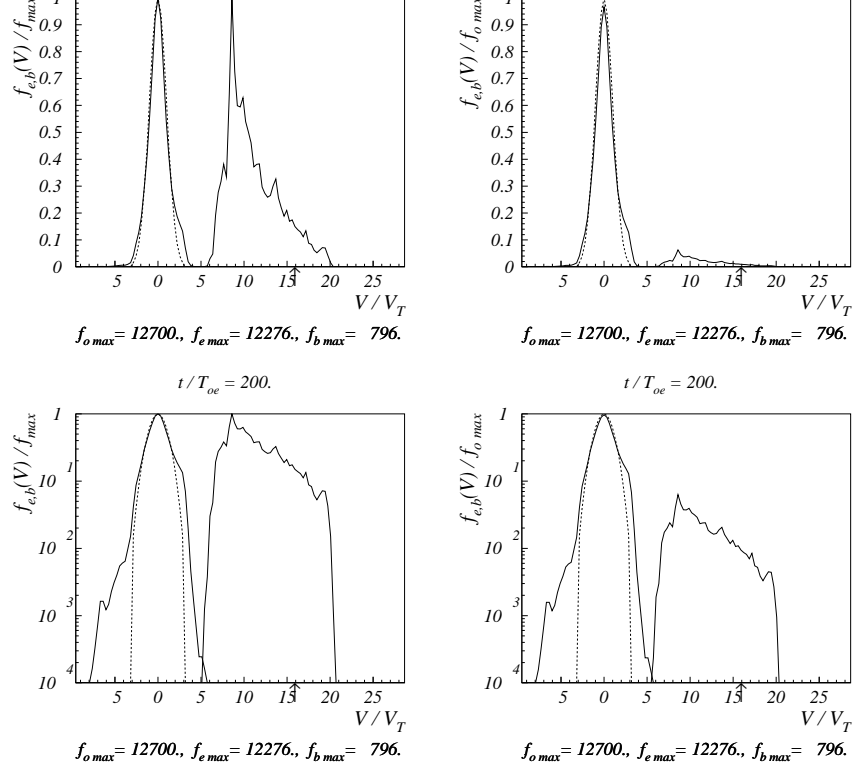


Рис. 15б. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 7.

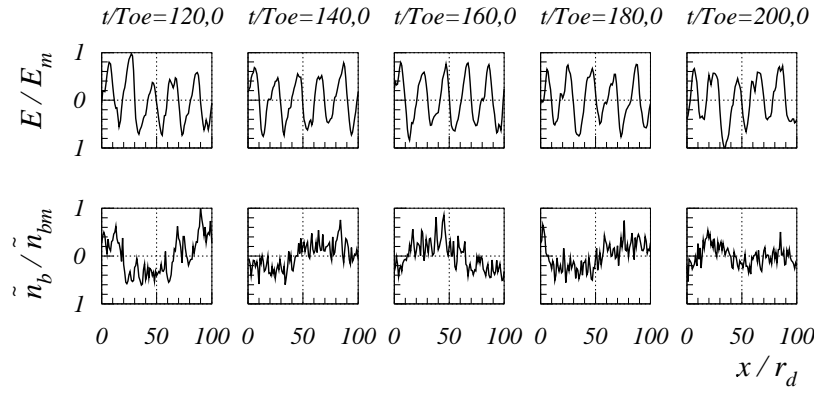


Рис. 16. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 7. $E_m = 8.03$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^0 = 0.55$.

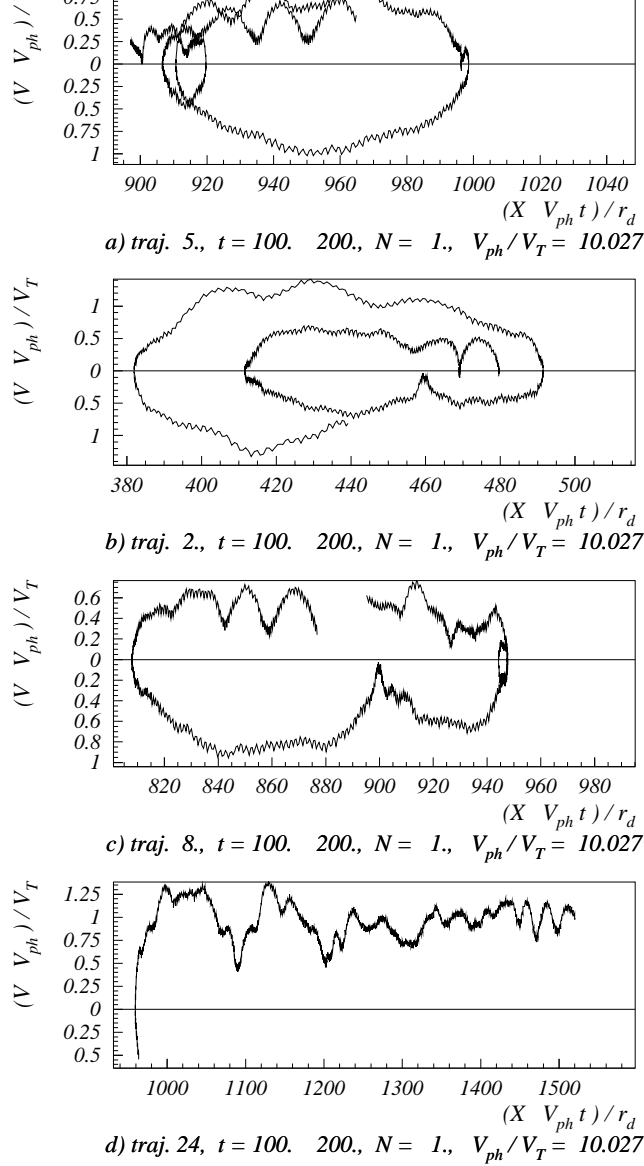
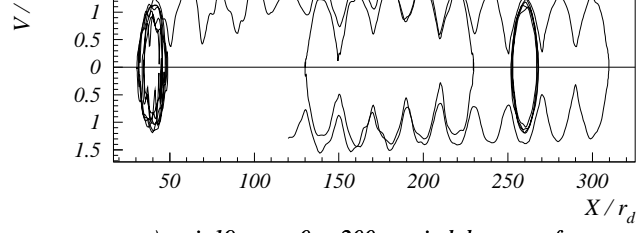
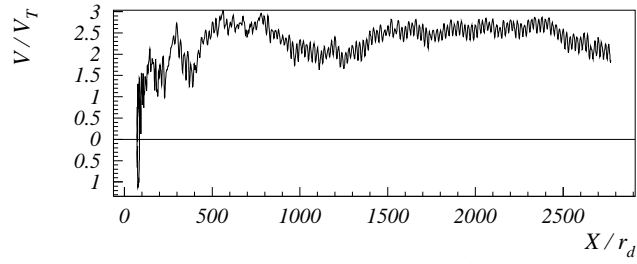


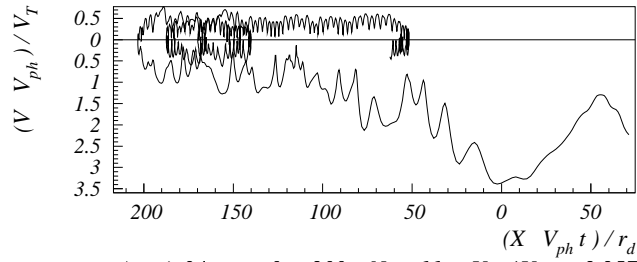
Рис. 17. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером $N = 1$. $V_N^0/V_T = 15.6$, Случай 7.



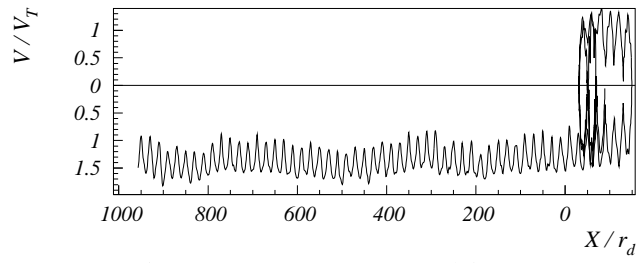
a) traj. 19, $t = 0.200.$, in laboratory frame



b) traj. 34, $t = 0.200.$, in laboratory frame



c) traj. 34, $t = 0.200.$, $N = 11.$, $V_{ph}/V_T = 2.257$



d) traj. 17., $t = 0.200.$, in laboratory frame

Рис. 18. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в лабораторной системе или в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = 0$, Случай 7.

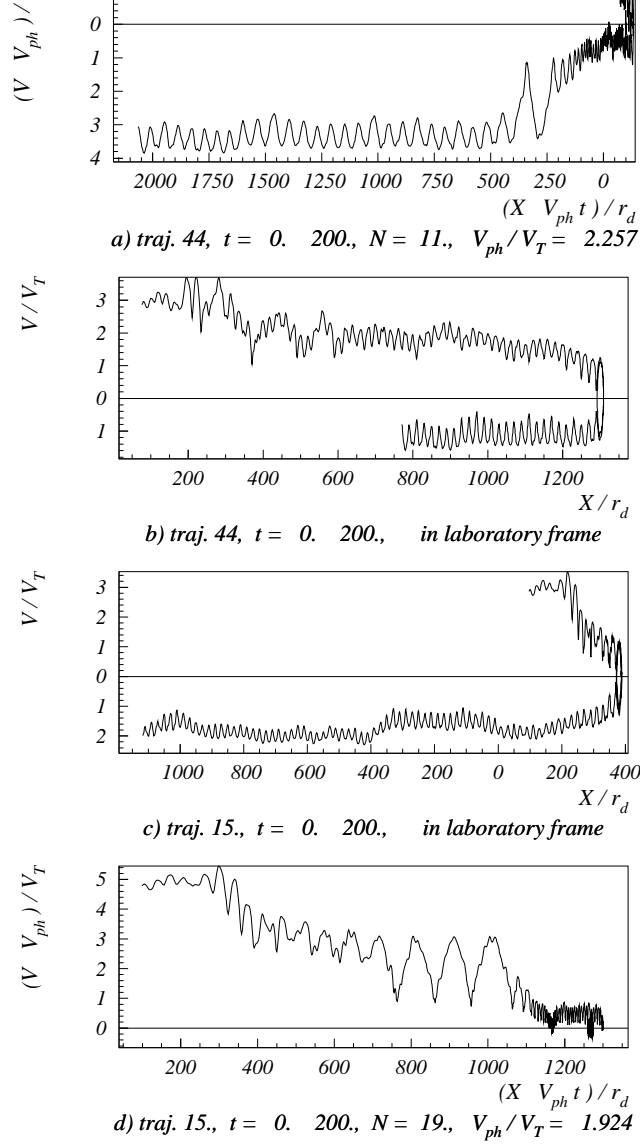


Рис. 19. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в лабораторной системе или в системе гармоника с номером N . $V_N^o/V_T = 2.84$, Случай 7.

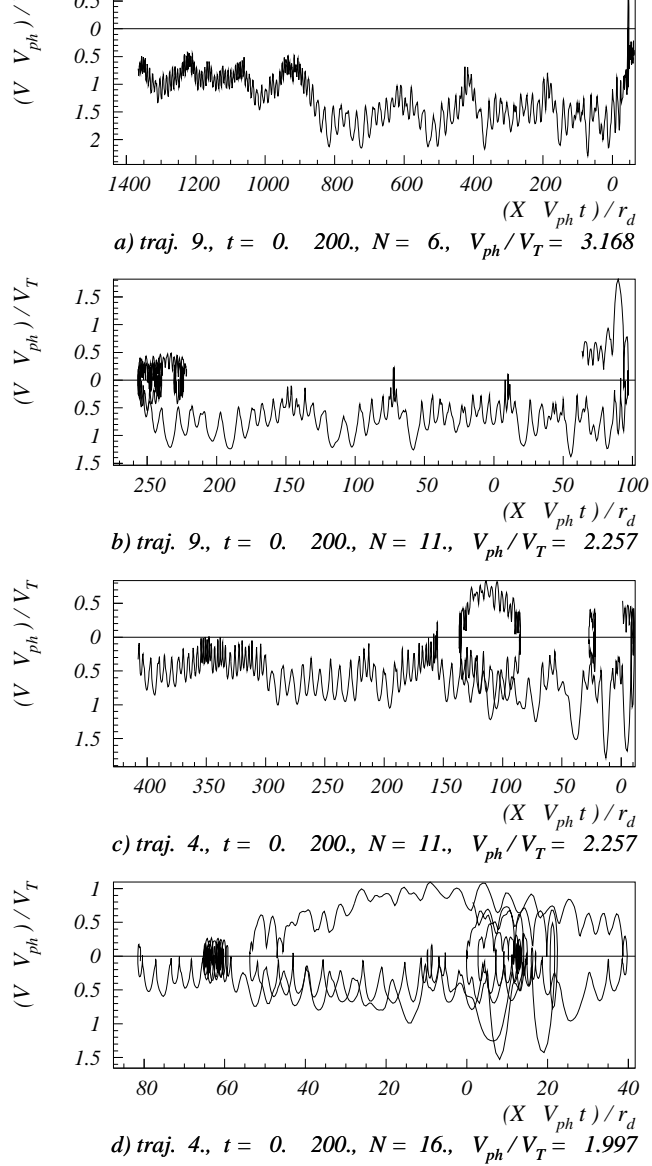


Рис. 20. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = 2.84$, Случай 7.

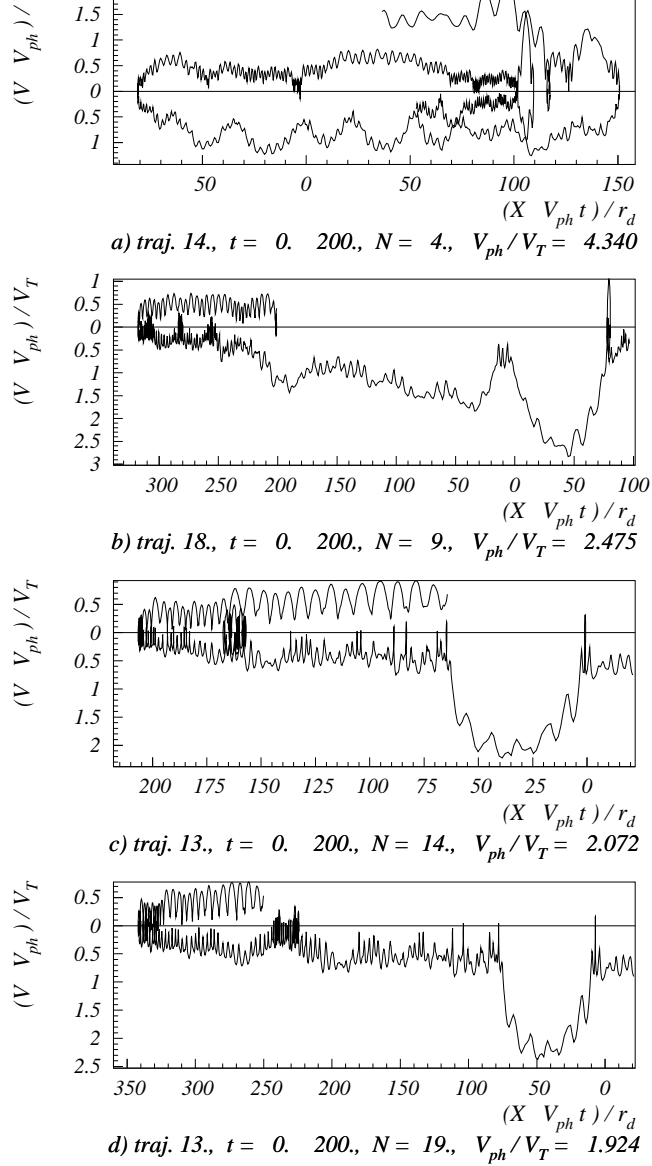


Рис. 21. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = -2.84$, Случай 7.

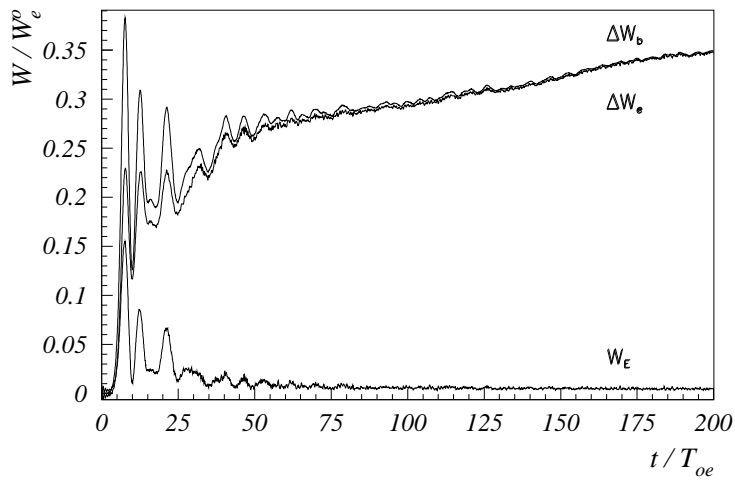


Рис. 22. Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка ΔW_b . Случай 8.

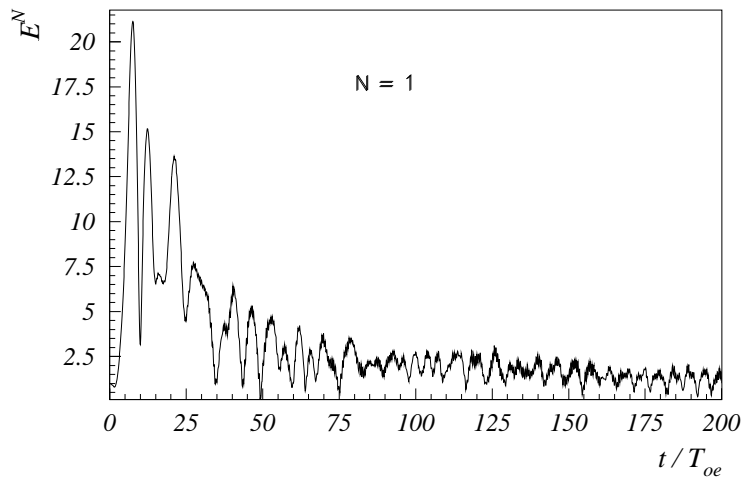


Рис. 23. Зависимость от времени амплитуды волны $N = 1$. Случай 8.

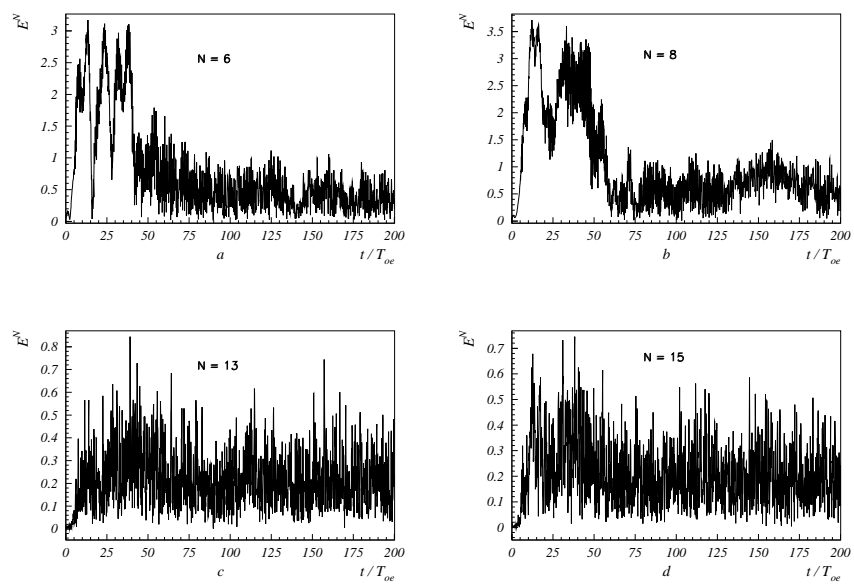


Рис. 24. Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии. Случай 8.

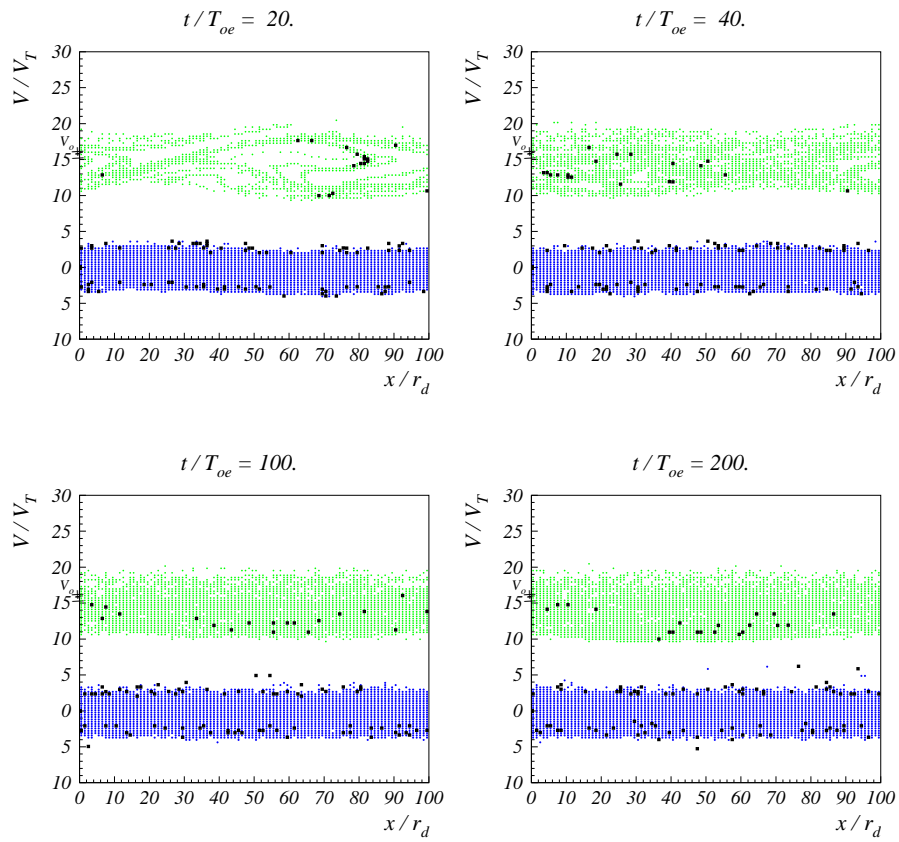


Рис. 25. Фазовые плоскости электронов. Случай 8.

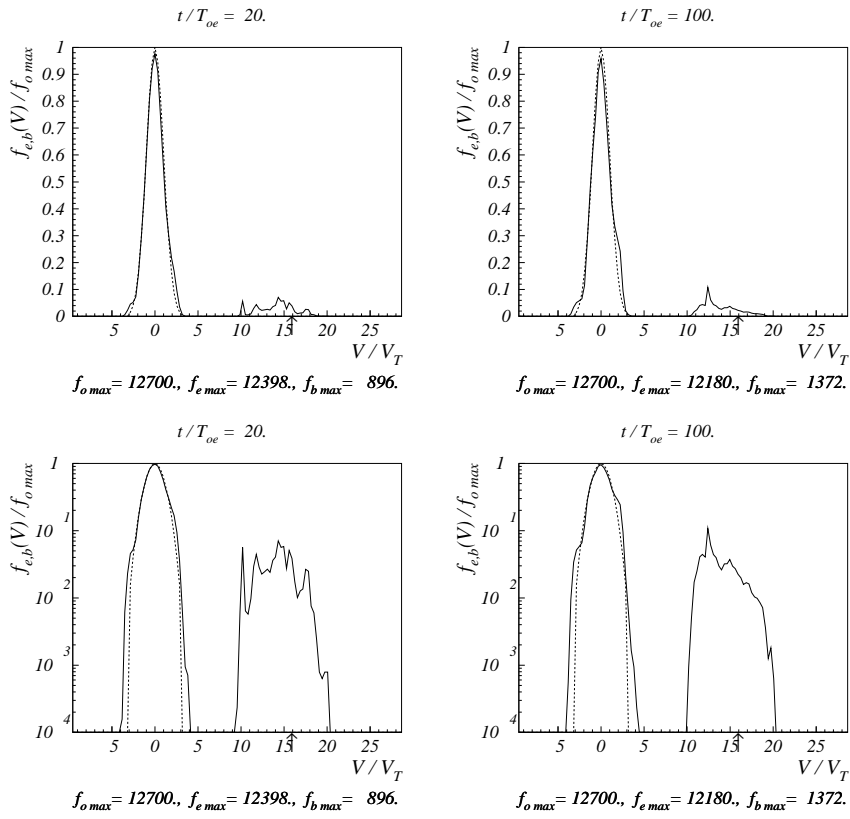


Рис. 26а. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 8.

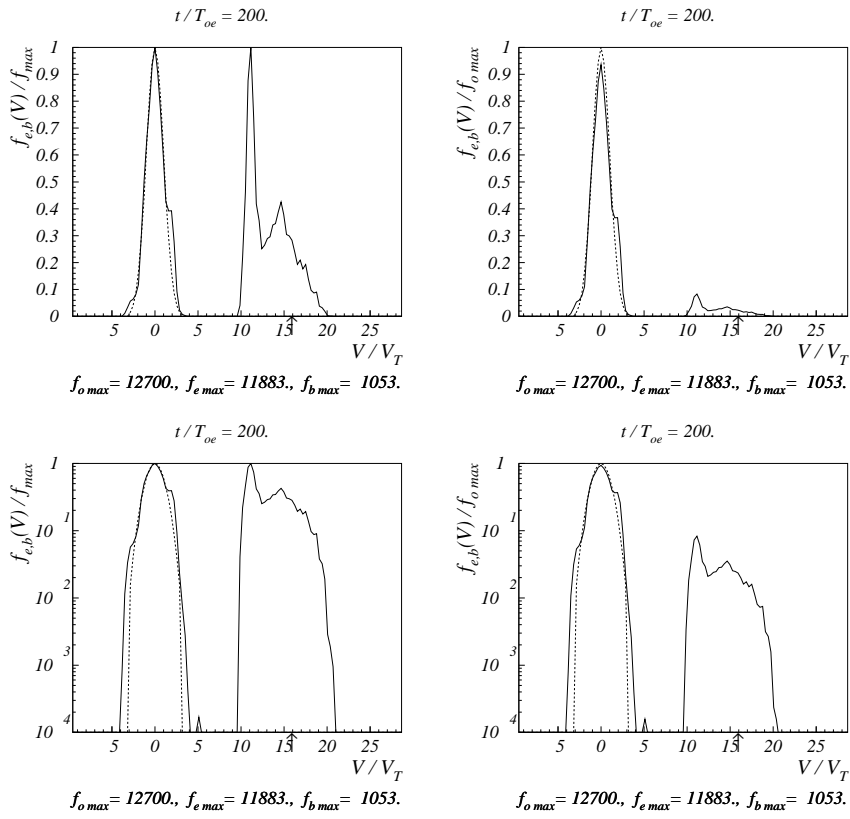


Рис. 26б. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 8.

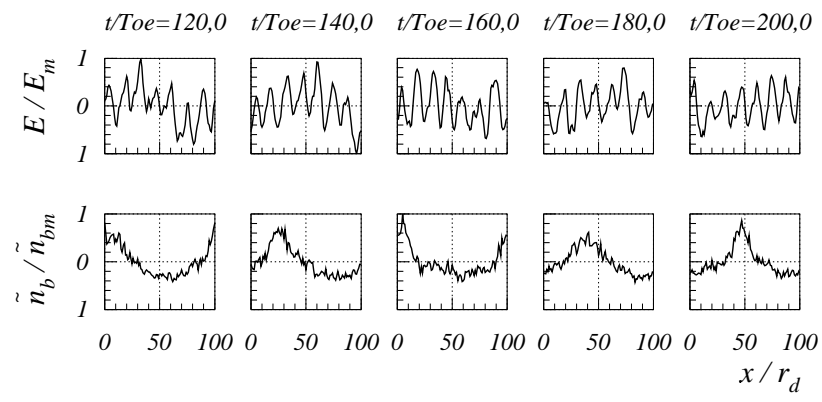
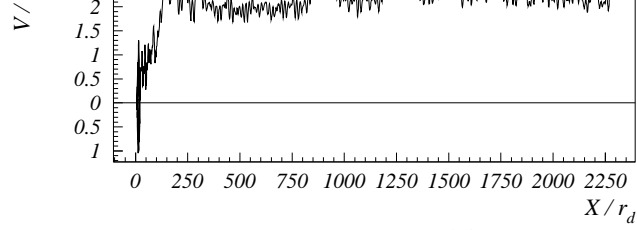
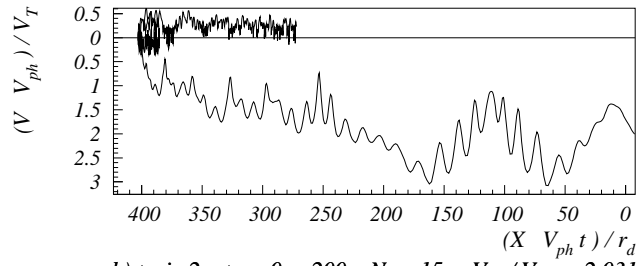


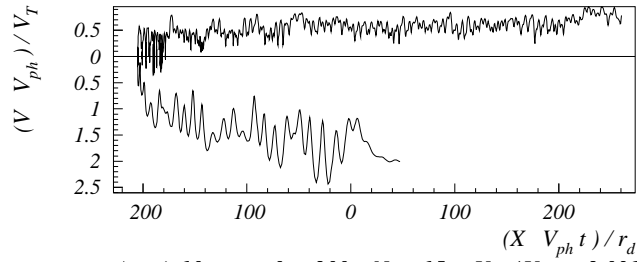
Рис. 27. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 8. $E_m = 7.83$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 1.22$.



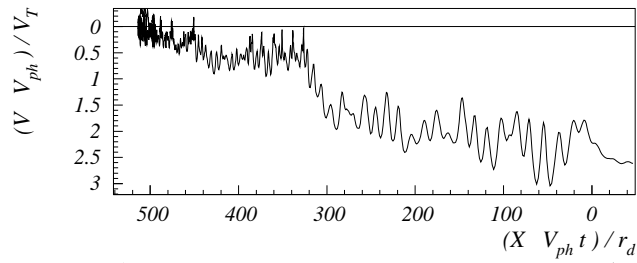
a) traj. 2., $t = 0. 200.$, in laboratory frame



b) traj. 2., $t = 0. 200.$, $N = 15.$, $V_{ph}/V_T = 2.031$



c) traj. 10., $t = 0. 200.$, $N = 15.$, $V_{ph}/V_T = 2.031$



d) traj. 10., $t = 0. 200.$, $N = 8.$, $V_{ph}/V_T = 2.638$

Рис. 28. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в лабораторной системе или в системе гармоник с номером N . $V_N^0 = 0$, Случай 8.

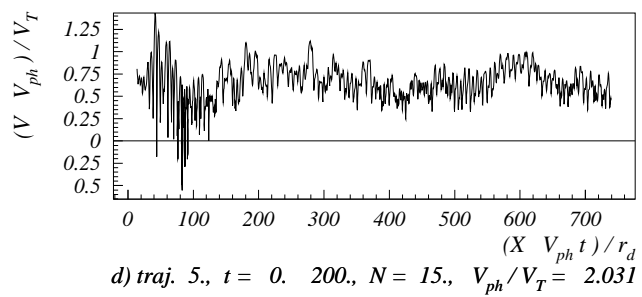
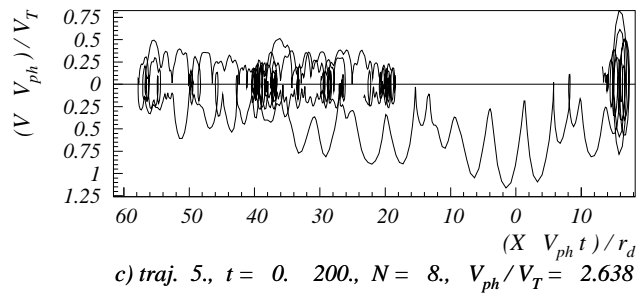
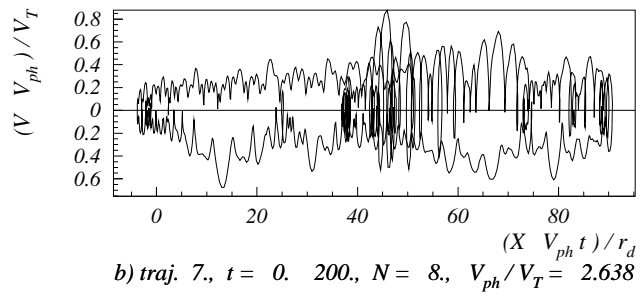
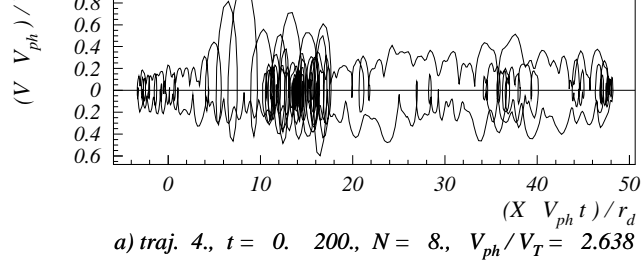


Рис. 29. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = 2.84$, Случай 8.

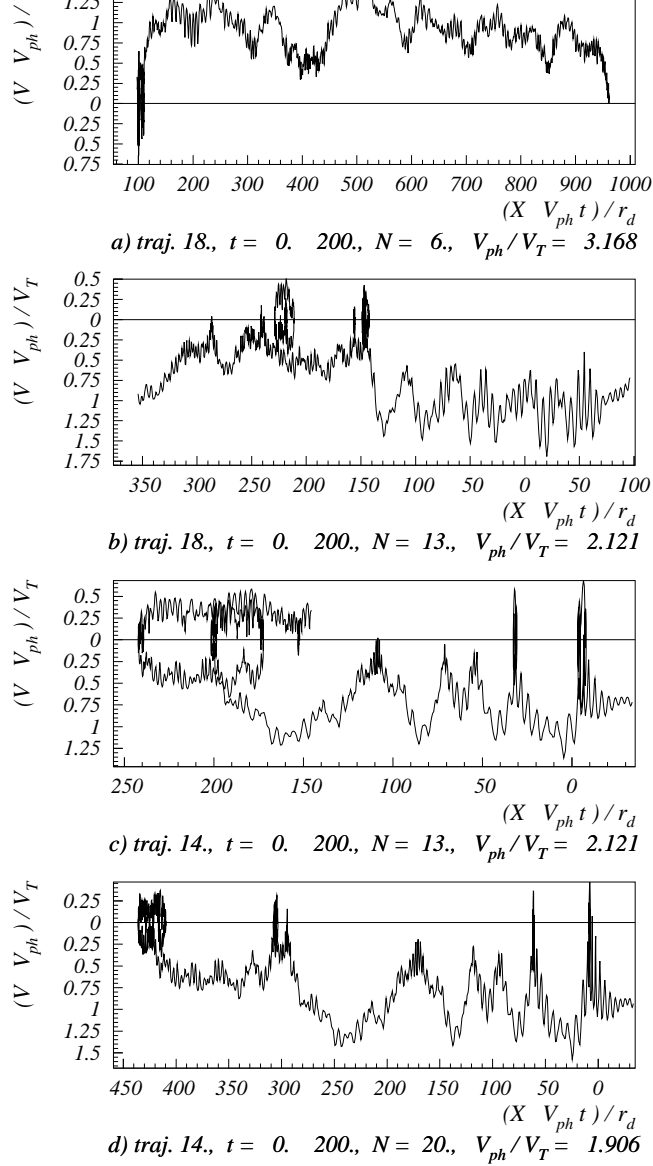


Рис. 30. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = -2.84$, Случай 8.

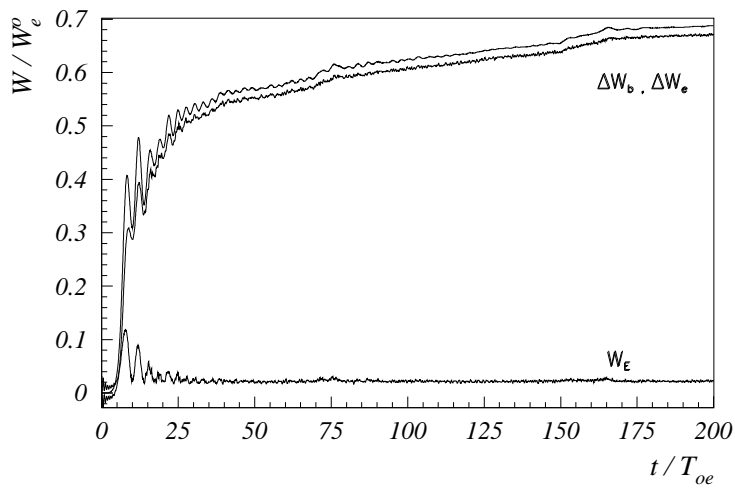


Рис. 31. Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка. Случай 9.

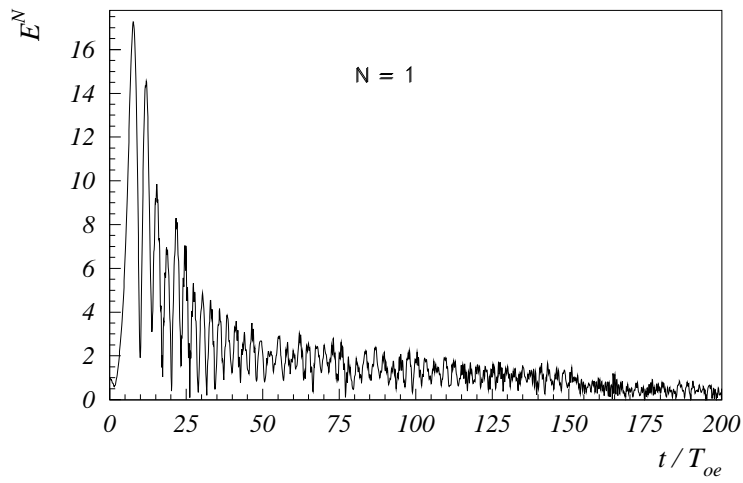


Рис. 32. Зависимость от времени амплитуды волны $N = 1$. Случай 9.

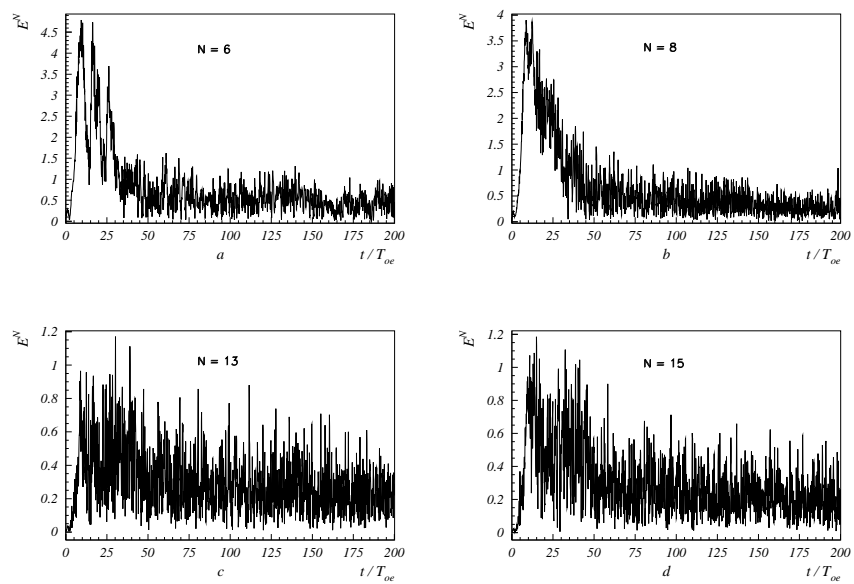


Рис. 33. Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии.
Случай 9.

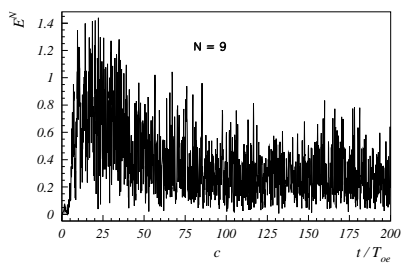
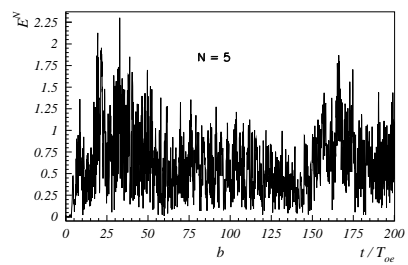
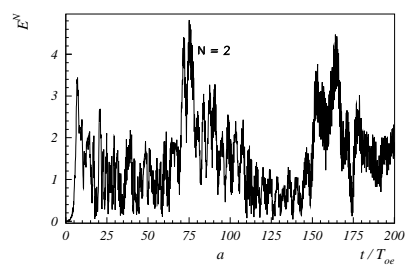


Рис. 34. Зависимость от времени амплитуды гармоники $N = 2$ и гармоник конверсии. Случай 9.

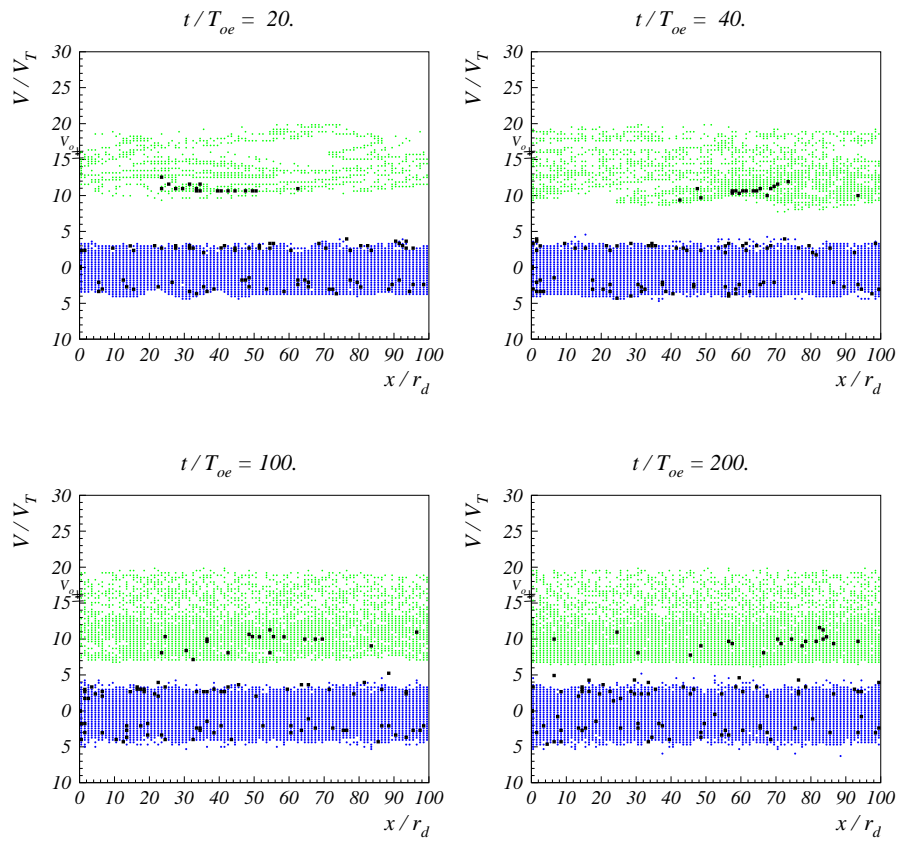


Рис. 35. Фазовые плоскости электронов. Случай 9.

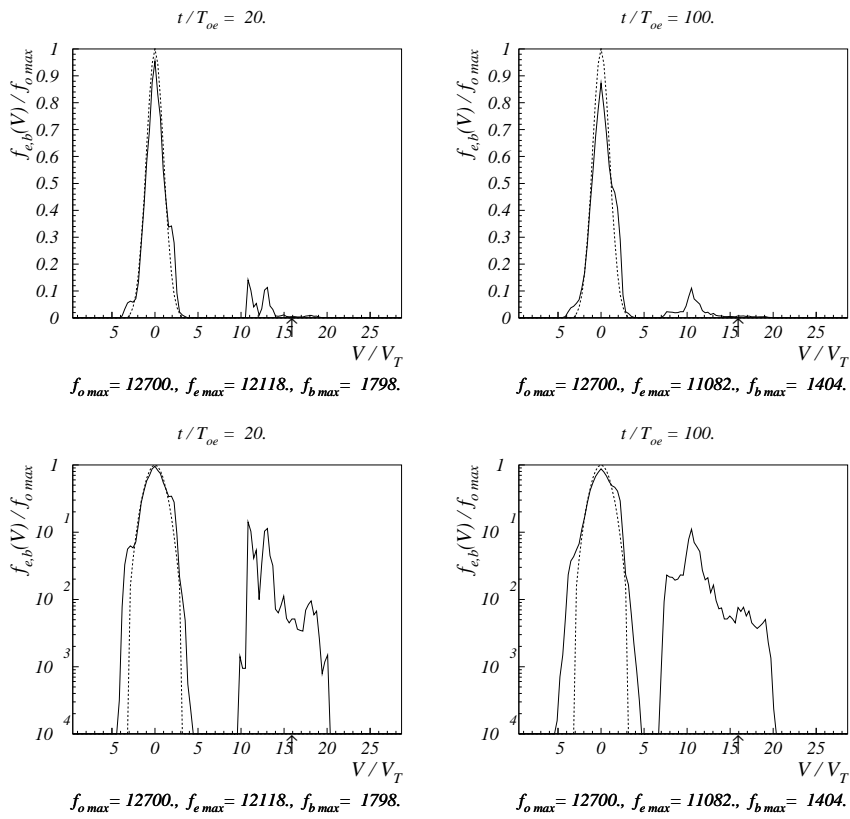


Рис. 36а. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 9.

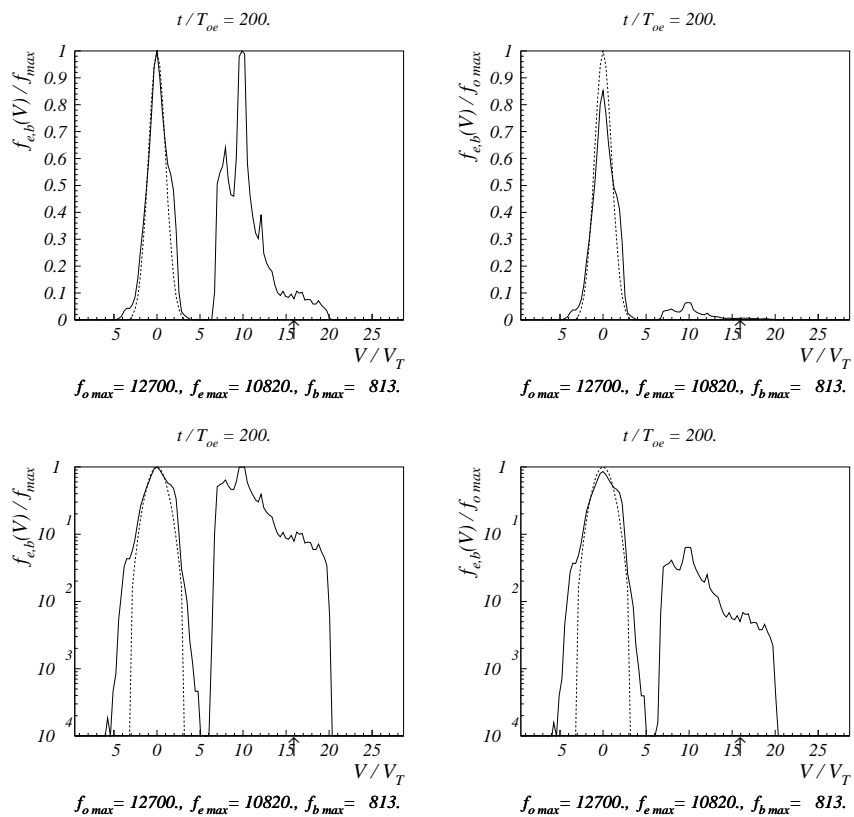


Рис. 36б. Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 9.

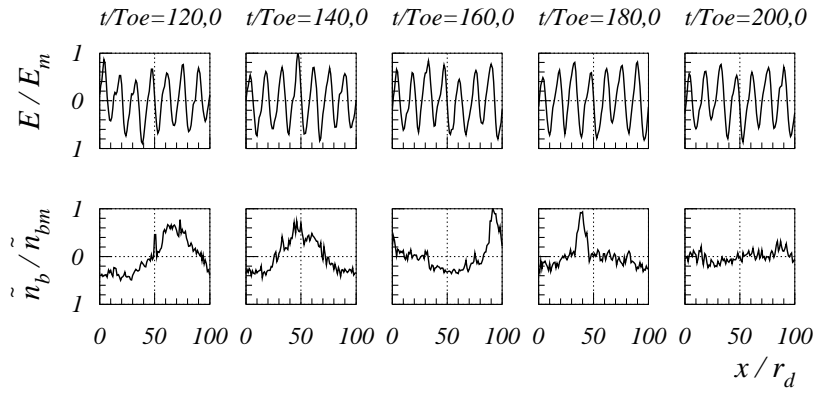
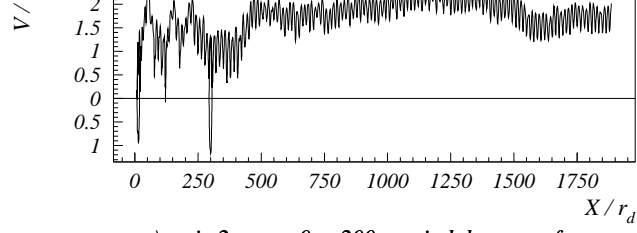
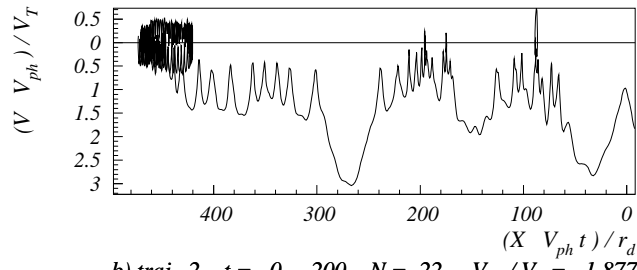


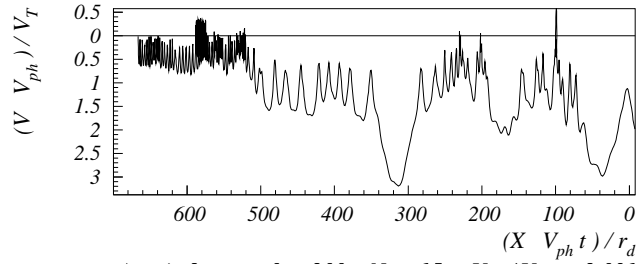
Рис. 37. Распределение поля $E(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 9. $E_m = 12.53$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^0 = 1.13$.



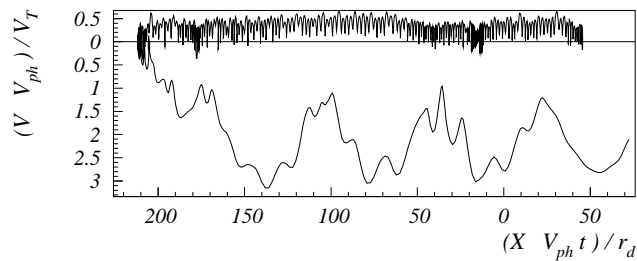
a) traj. 2., $t = 0. 200.$, in laboratory frame



b) traj. 2., $t = 0. 200.$, $N = 22.$, $V_{ph}/V_T = 1.877$



c) traj. 2., $t = 0. 200.$, $N = 15.$, $V_{ph}/V_T = 2.031$



d) traj. 25, $t = 0. 200.$, $N = 15.$, $V_{ph}/V_T = 2.031$

Рис. 38. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в лабораторной системе или в системе гармоник с номером N . $V_N^o = 0$, Случай 9.

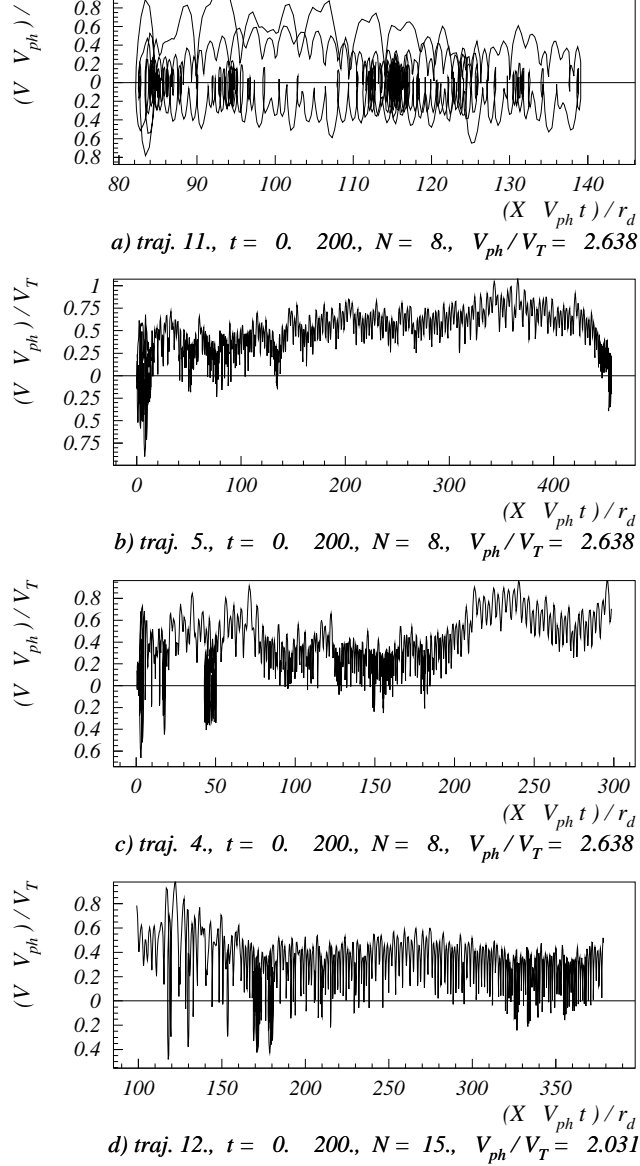


Рис. 39. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = 2.84$, Случай 9.

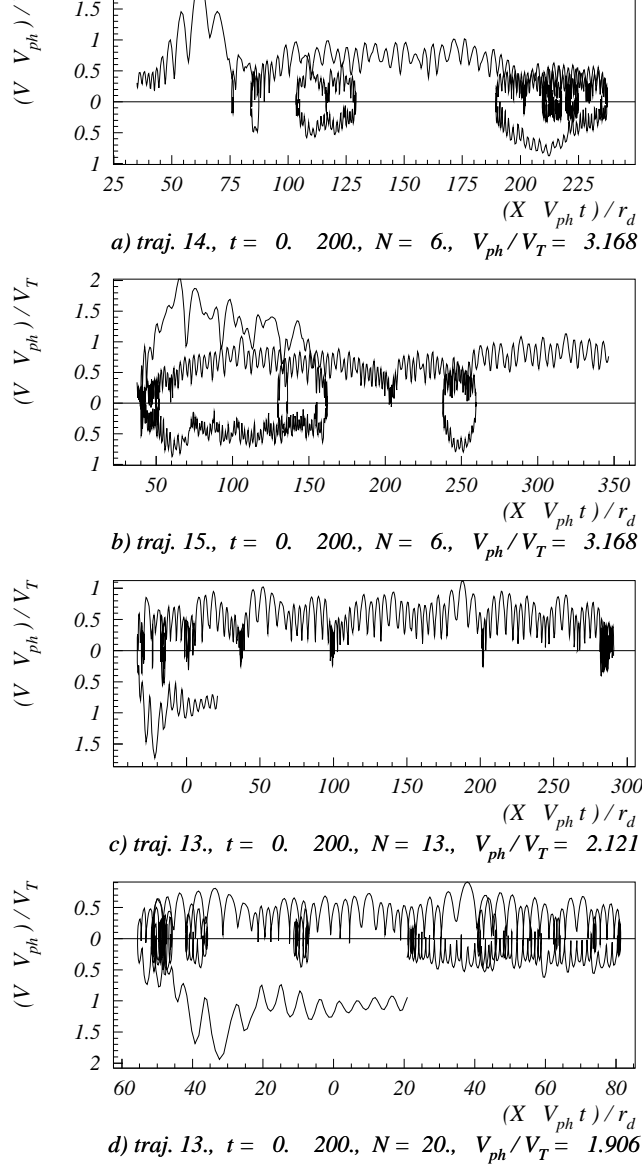


Рис. 40. Траектории электронов плазмы на фазовой плоскости в системе гармоник с номером N . $V_N^0/V_T = -2.84$, Случай 9.