

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. VII

ИЯФ 2001-35

НОВОСИБИРСК
2001

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами $V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o = 0.02$ и 0.04 в плазме с коротковолновой ионно-звуковой волной большой амплитуды ($\lambda_i/r_d = 14.3$; $N_i = L/\lambda_i = 7$; $L/r_d = 100$; $\tilde{n}/n_o = 0,20$; $M/m = 10^2$).

Показано, что основную роль играют пучковая неустойчивость, сателлитная неустойчивость, конверсия на возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка и плазмы, затухание поля, нагрев и ускорение электронов плазмы, а также укручение ионно-звуковой волны и захват ею ионов. Энергия, поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_e^o$, и эффективная температура электронов растут при увеличении плотности пучка.

The instability of cold electron beam in inhomogeneous plasma. VII

N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin

Budker Institute of Nuclear Physics, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The instability of a cold electron beam ($V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o = 0.02$ and 0.04) in inhomogeneous plasma with short-wavelength large-amplitude ion-sound wave ($\lambda_i/r_d = 14.3$; $N_i = L/\lambda_i = 7$; $L/r_d = 100$; $\tilde{n}/n_o = 0,20$; $M/m = 10^2$) was studied in numerical experiments (PIC - method).

It was shown that the main processes are the beam-plasma instability, the sideband instability, the conversion on the density perturbation, the large scale stochasticity of the beam electrons and the plasma electrons motion, the absorption of the electric field energy by the plasma electrons (the heating and the acceleration of the plasma electrons), the ion-sound wave steepening and the trapping of the ions. The energy, absorbed by the plasma electrons $\Delta W_e/W_e^o$, and the effective temperature of the electrons increase with the increasing of the beam density.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с большой скоростью и большой плотностью в плазме с возмущением плотности (ионно-звуковой волной).

Ранее исследовалась неустойчивость пучка электронов с большой скоростью [1] и малой или большой [2,3] плотностью в однородной плазме с подвижными ионами. Было показано, что во всех случаях начальная стадия взаимодействия пучок-плазма определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровской волны – гармонике с максимальным инкрементом. Нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка возбуждающейся волной. При малых плотностях пучка "размешивание" захваченных электронов на фазовой плоскости приводит к формированию квазистационарной волны БГК [1].

При больших плотностях пучка развитие пучковой неустойчивости сопровождается сателлитной неустойчивостью, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн-гармоник основной волны с фазовыми скоростями, близкими к фазовой скорости основной волны. В районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка, которая приводит к "размешиванию" электронов и формированию квазистационарных волн или структур (стохастических областей) БГК-типа [2,3].

В неоднородной плазме с синусоидальным возмущением плотности [4,5,6] или ионно-звуковой волной в плазме с подвижными ионами [7,8] параллельно с пучковой и сателлитной неустойчивостью развивается конверсия основной волны и гармоник сателлитов на возмущении плотности. Конверсия приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн с волновыми векторами $k_N = k_e \pm \beta k_i$ и номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$, что эквивалентно модуляции волны. Скорость развития конверсии растет с ростом амплитуды возмущения плотности [4].

стями $V_{\phi}^N > 0$ и $V_{\phi}^N < 0$ развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы, которая приводит к затуханию поля, поглощению его энергии электронами плазмы и к формированию квазистационарных областей стохастического движения.

Квазистационарный характер области стохастического движения электронов пучка (структуры БГК-типа) поддерживается за счет притока энергии в основную волну и сателлиты при "размещивании" электронов пучка и потерь энергии на конверсию, а квазистационарный характер стохастических областей в плазме – за счет притока энергии в гармоники конверсии и потерь энергии на затухание при "размещивании" электронов плазмы. В результате амплитуды основной волны, сателлитов и гармоник конверсии остаются в среднем постоянными, а энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы [4,5,6].

Характер стохастических областей зависит от начальных параметров пучка и возмущения плотности, которые определяют сравнительную скорость развития "размещивания", конверсии, сильной стохастической неустойчивости, затухания и поглощения энергии электронами плазмы. Так уменьшение длины волны возмущения и соответственно уменьшение длин волн и фазовых скоростей гармоник конверсии сдвигает стохастические области в область меньших начальных скоростей электронов плазмы [5].

В работе [6] исследовалась неустойчивость пучков разной плотности ($n_b/n_o \sim 0.5 \div 4 \cdot 10^{-2}$) в плазме с неподвижными ионами и коротковолновым возмущением плотности большой амплитуды. Было показано, что энергия, потерянная пучком, поглощается в областях стохастического движения. Это приводит к несимметричному (в областях $V > 0$ и $V < 0$) уширению функции распределения электронов плазмы по скорости. Эффективная температура, характеризующая уширение функции распределения, растет при увеличении плотности пучка и амплитуды возмущения плотности. Практически вся энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы.

В настоящей работе исследуется плазма с подвижными ионами ($M/m = 10^2$). Рассматриваются два случая с такими же параметрами, как в случаях 12 и 14 в работе [6]: пучок с большой скоростью $V_o/V_T = 15.9$ и большой плотностью $n_b/n_o \sim 0.02 \div 0.04$ и коротковолновая ионно-звуковая волна большой амплитуды с длиной волны $\lambda_i/r_d = 14.3$; $N_i = L/\lambda_i = 7$ и амплитудой $\tilde{n}/n_o = 0.20$.

Найдено, что развитие неустойчивости пучок-плазма в этих случаях мало отличается от случаев 12 и 14 в работе [6]. Основную роль игра-

возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка и плазмы, затухание поля, образование стохастических областей в районе областей захвата основной волны и сателлитов и в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_{\Phi}^N > 0$ и $V_{\Phi}^N < 0$. Модуляционная неустойчивость не играет заметной роли.

К некоторым особенностям развития приводит укручение ионно-звуковой волны и захват ею ионов, в результате чего меняются амплитуды и спектр ионно-звуковых гармоник. Однако, это не очень сильно влияет на основные процессы. В результате, так же, как в работе [6], энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы, что приводит к росту эффективной температуры. При увеличении плотности пучка эффективная температура и энергия, поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_e^o$, растут и незначительно отличаются от случаев 12 и 14 в работе [6].

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 $T_e/T_i = 30$, $M/m = 10^2$, обрезанное на скорости $V \sim \pm 2.8 V_T$ из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 10^5$).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью V_o/V_T . Число частиц в пучке N^b , его плотность n_b и энергия W_b^o различны в разных случаях:

Случай	N^b	n_b/n_o	W_b^o/W_e^o	\tilde{n}/n_o
12м	$2.0 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-2}$	5.187	0.20
14м	$4.0 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-2}$	10.375	0.20

W_e^o – тепловая энергия электронов плазмы;

Параметры пучка и возмущения плотности в случаях 12м и 14м те же, что в случаях 12 и 14 в работе [6]. Эти случаи различаются только массой ионов ($M/m = 10^2$ и 10^{10}). Параметры пучка и плазмы в случаях 12м и 14м те же, что в случае 1-3 в работах [2], где исследовалась неустойчивость пучка в однородной плазме.

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 (b-электронов) с массой m/α и зарядом e/α , но с тем же отношением

$$N^o = 1 \cdot 10^4.$$

Для сокращения времени счета в начальный момент задается затравочная ленгмюровская волна малой амплитуды $E_o / (\frac{mT_d}{eT_{oe}^2}) = 1$ с длиной волны $\lambda/r_d = 100$, соответствующей гармонике с максимальным инкрементом, и фазовой скоростью $V_\Phi/V_T = 16.1$ ($V_T = \sqrt{T/m}$).

Задается ионно-звуковая волна с длиной волны $\lambda_i/r_d = 14.29$, номером гармоники $N_i = L/\lambda_i = 7$. фазовой скоростью $V_\Phi/V_T = 9.15 \cdot 10^{-2}$ и амплитудой $\tilde{n}/n_o = 0.20$. Первый максимум плотности находится на $x = 0$.

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 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 [1,4].

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

Рассмотрим случаи 12м и 14м. В этих случаях задан пучок с $V_o/V_T = 15.9$; $n_b/n_o = 0.02$ (случай 12м) и 0.04 (случай 14м) и ионно-звуковая волна $N_i = 7$, $\lambda_i/r_d = 14.3$ с амплитудой $\tilde{n}/n_o = 0.20$.

Кривые, описывающие случаи 12м и 14м, приведены на Рис.1 ÷ 10 (случай 12м) и Рис.11 ÷ 20 (случай 14м) Для каждого случая показана зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ (W_e^o – тепловая энергия электронов плазмы) и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$; зависимость от времени амплитуды E^N основной волны $N_e = 1$ и гармоник; фазовые плоскости электронов; функции распределения электронов плазмы $f_e(V)$ и пучка (b-электронов) $f_b(V)$ по скорости, нормированные на свой максимум f_{\max} или максимум начальной функции распределения $f_{o\max}$, в линейном и логарифмическом масштабе; распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$; зависимость от времени амплитуды $\tilde{n}^N(t)$ ионно-звуковой

мость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$ (W_i^0 - тепловая энергия ионов).

Кривые, описывающие случаи 12м и 14м, сравниваются с кривыми, описывающими случаи 12 и 14 с такими же параметрами пучка и возмущения плотности в плазме с неподвижными ионами (Рис.12-18 и Рис.25-30 в работе [6]). Сравнение аналогичных кривых показывает, что, в основном, их характер сохраняется, хотя появляются некоторые различия. Это показывает, что основные процессы, подробно рассмотренные в работе [6], одинаковы в случаях 12-12м и 14-14м.

Сравнение кривых $E^I(t)$ (Рис.2,13) и фазовых плоскостей (Рис.5,16) показывает, что в случаях 12м и 14м, так же, как в случаях 12 и 14 [6] начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью и захватом электронов пучка. Действительно, по кривым $E^I(t)$ видно, что во всех случаях возбуждается основная волна-гармоника с максимальным инкрементом $N_e = 1$. Амплитуда волны проходит через максимум $E_{\max}^I(t)$ в $t = t_{\max}^I$, когда захваченные электроны совершают половину оборота на фазовой плоскости (Рис.5,16, $t/T_{oe} = 6$). В таблице 1 для случаев 12 [6], 12м и 14 [6], 14м, а также для случаев 1-3[2] и 1-4 [3] пучка в однородной плазме приведены значения t_{\max}^I , E_{\max}^I , $V_{z\max}^I$ ($V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$), а также максимальные значения ΔW_b , W_E , ΔW_e (Рис.1,12). Отметим, что t_{\max}^I , когда достигаются максимумы кривых $W(t)$, немного отличаются от t_{\max}^I и различаются между собой, если есть затухание.

Из таблицы 1 видно, что случай 12м практически не отличается от случая 12 и близок к случаю 1-3, а случай 14м практически не отличается от случая 14 и близок к случаю 1-4. Это показывает, что начальная стадия пучковой неустойчивости практически одинакова в однородной и неоднородной плазме.

Развитие пучковой неустойчивости и захвата в случаях 12м и 14м, так же, как в однородной [2,3] и неоднородной [6] плазме сопровождается развитием сателлитной неустойчивости, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн – гармоник основной волны с фазовыми скоростями, меньшими, чем V_{ϕ}^I (подробнее о сателлитной неустойчивости см [1,2]). Номера гармоник-сателлитов, их длины волн и фазовые скорости, а также максимальные амплитуды по кривым $E^N(t)$ приведены в таблице 2. На Рис.4,15 показаны кривые $E^N(t)$ гармоник сателлитов $N_e = 2$ и 3.

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

Случай	1 – 3[2]	12[6]	12м	1 – 4[3]	14[6]	14м
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	2.0	2.0	2.0	4.0	4.0	4.0
M/m	10^2	10^{10}	10^2	10^2	10^{10}	10^2
W_b^o/W_e^o	5.19	5.19	5.19	10.37	10.37	10.37
t_{\max}^I/T_{oe}	5.9	5.9	5.9	5.3	5.4	5.4
E_{\max}^I	51.2	48.5	48.5	73.2	69.0	69.1
$(E_{\max}^I)^2/8\pi n_o T$	0.84	0.75	0.75	1.71	1.52	1.52
$V_{z \max}^I/V_T$	9.09	8.85	8.85	10.90	10.55	10.55
$\Delta W_b/W_e^o$	2.15	2.19	2.17	5.02	5.07	5.04
W_E/W_e^o	0.94	0.88	0.87	2.15	1.97	1.97
$\Delta W_e/W_e^o$	1.21	1.31	1.28	2.87	3.09	3.04
$\Delta W_b/W_b^o$	0.41	0.42	0.42	0.48	0.49	0.49
W_E/W_b^o	0.18	0.17	0.17	0.21	0.19	0.19
$\Delta W_e/W_b^o$	0.23	0.25	0.25	0.27	0.30	0.29

W_b^o – начальная энергия электронов пучка; E_{\max}^I – амплитуда волны $N_e = 1$ в $t = t_{\max}^I$; E – нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$, $V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$; $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ – потери энергии электронов пучка; W_E – энергия электрического поля; $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ – энергия электронов плазмы.

Из таблицы 2 видно, что случай 12м практически совпадает со случаем 12, а случай 14м – со случаем 14. Это показывает, что начальная стадия спутниковой неустойчивости одинакова в плазме с неподвижными [6] и подвижными ионами.

Развитие пучковой и спутниковой неустойчивости в случаях 12м и 14м, так же, как в однородной [2,3] и неоднородной [6] плазме, сопровождается развитием сильной стохастической неустойчивости движения электронов пучка (b-электронов) в районе областей захвата основной волны и гармоник-спутников. Это приводит к быстрому “размешиванию” b-электронов на фазовой плоскости, так что уже к $t/T_{oe} \sim 20$ вся область, где развивается сильная стохастическая неустойчивость (назовем ее b-область) заполняется b-электронами (Рис.5,16, $t/T_{oe} \sim 20$).

Амплитуда основной волны $N_e = 1$ и гармоник-сателлитов $N_e = 2 \div 4$
в максимуме кривой $E^N(t)$.

N_e	1	2	3*	4*
λ^N/r_d	100	50.0	33.3	25.0
V_ϕ^N/V_T		8.14	5.58	4.34
Случай	E_{\max}^N в t_{\max}^N .			
12	48.5	23.9	6.7	4.7
12м	48.5	23.6	7.6	4.0
14	69.0	42.8	13.6	7.9
14м	69.1	43.1	13.3	7.4

* – $E^N(t)$ включает компоненту обратной волны.

λ^N, V_ϕ^N – длина волны и фазовая скорость гармоники с номером N ; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

Параллельно с пучковой и сателлитной неустойчивостью в случаях 12м и 14м, так же, как в случаях 12 и 14 [6], развивается конверсия основной волны и гармоник-сателлитов на возмущении плотности. Конверсия приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн с номерами гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Номера гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$ от основной волны $N_e = 1$ и сателлитов $N_e = 2, 3$ и 4 (знаком “-” обозначены обратные волны), их длины волн и фазовые скорости, а также максимальные амплитуды по кривым $E^N(t)$ приведены в таблице 3. На Рис.3,14 показаны кривые $E^N(t)$ гармоник конверсии от основной волны $N_e = 1$ $N = N_e \pm N_i = 8$ и -6 и $N = N_e \pm 2 \cdot N_i = 15$ и -13 , на Рис.4,15 – кривые $E^N(t)$ гармоник конверсии от сателлита $N_e = 2$ $N = N_e \pm N_i = 9$ и -5 .

Из таблицы 3 видно, что случаи 12 и 12м, 14 и 14м хотя и различаются, но не очень сильно. Это показывает, что начальная стадия конверсии в плазме с неподвижными [6] и подвижными ионами различается не очень сильно.

Развитие гармоник конверсии в случаях 12м и 14м, так же, как в случаях 12 и 14 [6], приводит к захвату ими электронов плазмы (Рис.5,16, $T/T_{oe} \sim 8 \div 10$) и развитию сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии с фазовыми скоростями $V_\phi^N > 0$ и $V_\phi^N < 0$. В результате на фазовой плоскости образуется две области стохастического движения в районе скоростей $V > 0$ и $V < 0$. Кроме того, образуется область стохастического

Амплитуды гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$; от основной волны $N_e = 1$ и спутников $N_e = 2 \div 4$ в максимуме кривой $E^N(t)$. $N_i = 7$.

N_e	1	2	3	4
	$N = N_e + N_i$			
N	8	9	10*	11*
λ^N/r_d	12.5	11.1	10.0	9.1
V_ϕ^N/V_T	2.64	2.48	2.35	2.26
Случай	E_{\max}^N в t_{\max}^N .			
12	5.2	3.2	1.9	2.0
12м	5.3	2.8	2.3	1.7
14	8.0	4.7	3.5	2.9
14м	7.5	4.3	2.9	2.5
	$N = N_e - N_i$			
N	-6	-5	-4**	-3**
λ^N/r_d	16.7	20.0	25.0	33.3
V_ϕ^N/V_T	-3.17	-3.62	-4.34	-5.38
Случай	E_{\max}^N в t_{\max}^N .			
12	8.1	5.5	1.3	1.8
12м	6.7	5.9	1.5	1.9
14	10.1	8.3	2.5	3.3
14м	9.1	8.8	3.1	4.0

* - $E^N(t)$ включает компоненту обратной волны.

** - $\Delta E^N/2$ по колебаниям $E^N(t)$ с $\Delta t \sim T_{oe}/2$.

N_e, N - номер гармоники - спутника и гармоники конверсии;

λ^N, V_ϕ^N - длина волны и фазовая скорость гармоники с номером N ; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

движения электронов плазмы в районе областей захвата ионно-звуковой волны с $V_\phi^i/V_T \sim 0.1$ (назовем ее i -область). Развитие стохастических областей можно видеть по разбросу пробных частиц на фазовой плоскости (Рис.5,16).

Захват электронов плазмы гармониками конверсии и развитие сильной стохастической неустойчивости приводят к затуханию гармоник конверсии (Рис.3,4,14,15), затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы (Рис.1,12). При увеличении плотности пучка растет скорость развития и максимальные амплитуды основной вол-

развития конверсии и максимальные амплитуды гармоник конверсии (таблица 3). В результате быстрее развивается сильная стохастическая неустойчивость и быстрее идет затухание, что видно по Рис.1,12.

В работах [2,3] показано, что модуляция поля основной волны гармониками-сателлитами служит затравкой модуляционной неустойчивости. Задание возмущения плотности (ионно-звуковой волны) и модуляция поля гармониками конверсии также могут служить затравкой модуляционной неустойчивости [8]. Оба типа модуляционной неустойчивости наблюдались в работе [8] при исследовании неустойчивости пучка с такими же параметрами, как в случае 14м, в плазме с длинноволновой ионно-звуковой волной ($\lambda_i/r_d = 33.3$, $N_i = 3$, $\tilde{n}/n_o \sim 0.01 \div 0.20$). При больших амплитудах ионно-звуковой волны (случай 4п с $\tilde{n}/n_o = 0.20$ в работе [8]) основную роль играет модуляционная неустойчивость обусловленная конверсией. Эта неустойчивость приводит к росту впадин плотности ионно-звуковой волны и соответственно к росту амплитуды гармоники $N_i = 3$ [8].

Можно ожидать, что модуляционная неустойчивость будет наблюдаться и в случаях 12м и 14м. Однако, по распределению плотности в разные моменты времени (Рис.7,18) роста впадин плотности или появления огибающей $\tilde{n}(x)$ не наблюдается. По кривым $\tilde{n}^{VII}(t)$ (Рис.8,19) не только не видно роста, но, наоборот, наблюдается спад амплитуды гармоники $N_i = 7$.

Анализ фазовых плоскостей ионов (Рис.9,20), кривых $\tilde{n}^N(t)$ (Рис.8,19) и $\Delta W_i(t)$ (Рис.10,11) показывает, что развитие ионно-звуковой волны определяется ионными нелинейными эффектами. Действительно, по фазовым плоскостям ионов видно, что происходит укручение волны, захват ионов и развитие стохастической неустойчивости движения ионов в районе областей захвата ионно-звуковой волны. Укручение волны и захват ионов приводят к уменьшению амплитуды основной волны $N_i = 7$ и возбуждению более коротковолновых гармоник $N_i = 14, 21$ (Рис.8,19), а также к росту энергии ионов (Рис.10,11, таблица 4). Вид этих кривых определяется развитием укручения, захвата ионов и стохастической неустойчивости их движения (Рис.9,20). Модуляционная неустойчивость, обусловленная возмущением плотности и конверсией, возможно, и начинает развиваться, но не проявляется на фоне развития укручения и захвата ионов. Модуляционная неустойчивость, обусловленная сателлитами, требует сравнительно большого времени [2,3,8] и не успевает развиться из-за сравнительно быстрого затухания поля. Отличие от случаев с длинноволновой ионно-звуковой волной [8] определяется возбуждением в

Случай	12м	14м
W_i^o/W_e^o	$3.40 \cdot 10^{-2}$	$3.47 \cdot 10^{-2}$
$\Delta W_i^o/W_e^o$	$1.75 \cdot 10^{-2}$	$1.79 \cdot 10^{-2}$
t_{\max}/T_{oe}	5.6	4.8
$\Delta W_{i \max}/W_e^o$	$2.77 \cdot 10^{-2}$	$3.97 \cdot 10^{-2}$
$\delta W_{i \max}/W_e^o$	$1.02 \cdot 10^{-2}$	$2.18 \cdot 10^{-2}$
t/T_{oe}	200	200
$\Delta W_i/W_e^o$	$2.49 \cdot 10^{-2}$	$3.31 \cdot 10^{-2}$
$\delta W_i/W_e^o$	$7.38 \cdot 10^{-3}$	$1.52 \cdot 10^{-2}$
$\delta W_i/W_b^o$	$1.42 \cdot 10^{-3}$	$1.47 \cdot 10^{-3}$
$\delta W_i/W_i^o$	0.22	0.44

W_i^o , W_e^o – тепловая энергия ионов и электронов; $\Delta W_i^o = W_i - W_i^o$ в $t = 0$ – энергия ионов в ионно-звуковой волне; $\Delta W_i = W_i - W_i^o$; $\delta W_i = \Delta W_i - \Delta W_i^o$; $\Delta W_{i \max}$, $\delta W_{i \max}$ – максимальное значение $\Delta W_i(t)$, $\delta W_i(t)$; W_b^o – начальная энергия электронов пучка.

случаях 12м, 14м более коротковолновых гармоник конверсии с меньшими фазовыми скоростями, что и приводит к более быстрому затуханию при развитии захвата и сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы.

Изменение возмущения плотности плазмы при развитии укрупнения волны и захвата ионов приводит к некоторым различиям развития неустойчивости в случаях 12м, 14м и 12, 14 [6]. Так сравнение кривых $W(t)$ (Рис.1,12 и Рис.13,25 в работе [6]) показывает, что в случаях 12м, 14м затухание поля идет несколько медленнее, чем в случаях 12, 14. Это неудивительно, так как из-за уменьшения амплитуды $\tilde{n}^{VII}(t)$ в случаях 12м, 14м уменьшается скорость конверсии и соответственно уменьшается скорость затухания. Общий характер кривых при этом сохраняется. Действительно, после стадии сравнительно быстрого уменьшения W_E и роста ΔW_e продолжается медленный рост ΔW_e , при этом растут и потери энергии пучка ΔW_b , причем $\Delta W_e \sim \Delta W_b$.

По кривым $E^N(t)$ основной волны и гармоник-спутников (Рис.2,4,13,15) видно, что после затухания амплитуды основной волны $N_e = 1$ и спутников остаются в среднем практически постоянными или очень медленно затухают. Это показывает, что в случаях 12м, 14м, так же, как в случаях 12, 14 [6], устанавливается практически

$N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$, а также энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в $t/T_{oe} = 200$ приведены в таблице 5. Средние и максимальные амплитуды волны $N_e = 1$ и сателлитов в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ приведены в таблице 6.

Таблица 5.

Средняя амплитуда волны $N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$ и средние энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$ в $t/T_{oe} = 200$.

Случай	12	12м	14	14м
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	2.0	2.0	4.0	4.0
M/m	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2
E_{cp}^I	1.0	3.2	1.5	2.5
$V_{зcp}^I/V_T$	1.3	2.3	1.6	2.0
$\Delta W_b/W_e^o$	1.76	1.54	3.35	3.13
W_E/W_e^o	$6 \cdot 10^{-2}$	$8.6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
$\Delta W_e/W_e^o$	1.70	1.54	3.33	3.13
$\Delta W_b/W_b^o$	0.34	0.30	0.32	0.30
W_E/W_b^o	$1 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
$\Delta W_e/W_b^o$	0.33	0.30	0.32	0.30

Пояснения – см таблицу 1.

Сравнение кривых $E^N(t)$ для $N_e = 1$ и 2 в случаях 12м, 14м (Рис.2,4,13,15) и в случаях 12,14 (Рис.14,16,26,28 в работе [6]) показывает, что они заметно различаются, особенно кривые для $N_e = 2$. Действительно, амплитуда волны $N_e = 1$ в случаях 12м, 14м устанавливается на среднем уровне, заметно большем, чем в случаях 12,14, а средняя амплитуда гармоники $N_e = 2$, наоборот значительно меньше (таблица 6).

В работах [4,5] было показано, что параллельно с затуханием основной волны $N_e = 1$ происходит "размешивание" захваченных в-электронов и формирование волны БГК, которая содержит ядро захваченных электронов, окруженное стохастическим слоем. Захваченные электроны стабилизируют волну и препятствуют конверсии. Возбуждение гармоник-сателлитов приводит к сильной стохастической неустойчивости движения в-электронов, которая развивается параллельно с формированием волны БГК $N_e = 1$ и приводит к перераспределению в-электронов на фазовой плоскости. В работе [6] показано, что перераспределение в-электронов определяет сравнительную амплитуду основной волны и сателлитов. Так в случаях 12, 14 [6] значительная часть в-электронов ока-

Средние и максимальные амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник спутников $N_e = 2 \div 4$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$.

Случай	12	12м	14	14м
E_{cp}^I	1.0	3.2	1.5	2.5
E_{max}^I	3.3	5.9	3.5	5.6
E_{cp}^{II}	12.4	2.2	10.8	4.4
E_{max}^{II}	14.7	5.0	13.2	6.4
E_{cp}^{III*}	1.0	0.9	0.9	0.6
E_{max}^{III*}	2.0	2.5	2.2	1.9
E_{cp}^{IV*}	0.6	1.0	0.5	0.6
E_{max}^{IV*}	1.6	2.5	1.6	1.7

(*) $E^N(t)$ включает компоненту обратной волны.

E нормировано на $\frac{mrd}{\epsilon T_{oe}^2}$.

зывается в районе области захвата гармоник $N_e = 2$. При их размещении гармоника $N_e = 2$ приобретает характер волны БГК и становится более устойчивой относительно конверсии. В результате в случаях 12, 14 средняя амплитуда гармоник $N_e = 2$ значительно больше амплитуды гармоник $N_e = 1$ (таблица 6). В случаях 12м, 14м уменьшение амплитуды возмущения плотности и уменьшение скорости конверсии приводит к более медленному затуханию волны $N_e = 1$. В результате успевает сформироваться волна БГК $N_e = 1$, а в область захвата гармоник $N_e = 2$ переходит меньшее количество в-электронов.

Такая картина подтверждается сравнением функций распределения в-электронов по скорости $f_b(V)$ в случаях 12м, 14м (Рис.6,17) и в случаях 12, 14 (Рис.18,30 в работе [6]). Особенно четко это видно при сравнении случаев 12м и 12. Действительно, в случае 12м на $f_b(V)$ четко выделен пик на скорости $V \sim 12V_T \sim V_\phi^I$, а в районе областей захвата гармоник-спутников $V/V_T \sim 3 \div 9$ наблюдается плато с уровнем $f_b(V)/f_{bmax} \sim 0.23$ (Рис.6). В случае 12 широкий максимум на $V/V_T \sim 10 \div 12$ не очень сильно отличается от плато с уровнем $f_b(V)/f_{max} \sim 0.7 \div 0.8$ на $V/V_T \sim 3 \div 9$. В случаях 14м и 14 различие меньше, но выделенный пик на $V \sim V_\phi^I$ виден в случае 14м (Рис.17) и практически отсутствует в случае 14. Зато в случае 14 виден пик на $V/V_T \sim 9$, близкой к V_ϕ^{II} [6].

Ранее было показано, что пик функции распределения $f_b(V)$ на скорости $V \sim V_\phi^I$ соответствует сгустку захваченных в волну БГК электронов

ровании волны БГК $N_e = 1$. Это подтверждается и видом распределения плотности b -электронов $\tilde{n}_b(x)$. Действительно, из Рис.7 видно, что $\tilde{n}_b(x)$ в случае 12м также имеет вид пика.

Таким образом, сравнительная скорость разных процессов (конверсии, затухания, "размешивания" и перераспределения b -электронов на фазовой плоскости) определяет структуру области стохастического движения b -электронов (b -области). Так в случае 12м в b -области оказывается выделенная волна БГК $N_e = 1$, в случае 14м, так же, как в случаях 12 и 14, b -область приобретает характер многоволновой структуры БГК-типа [6].

По кривым $E^N(t)$ гармоник конверсии (Рис.3,4,14,15) видно, что амплитуды почти всех этих гармоник в $t/T_{oe} > 100 \div 150$ выходят на практически постоянный в среднем уровень. Это показывает, что в случаях 12м, 14м, так же, как в случаях 12,14 [6], устанавливается практически квазистационарное состояние. Средние и максимальные амплитуды гармоник конверсии в $t/T_{oe} > 150 \div 200$ приведены в таблице 7.

Таблица 7.

Средние и максимальные амплитуды гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$ от основной волны $N_e = 1$ и спутника $N_e = 2$ в $t/T_{oe} \sim 150 \div 200$. $N_i = 7$.

Случай	12	12м	14	14м
$N = N_e + N_i = 8$ и 9 .				
E_{cp}^{VIII}	0.5	1.1	0.5	1.5
E_{max}^{VIII}	0.9	2.0	1.3	2.3
E_{cp}^{IX}	0.6	0.6	0.7	0.6
E_{max}^{IX}	1.4	1.5	1.8	1.7
$N = N_e - N_i = -6$ и -5 .				
E_{cp}^V	0.5	1.2	0.5	0.6
E_{max}^V	1.5	3.0	1.7	1.7
E_{cp}^VI	1.2	1.0	0.9	1.2
E_{max}^VI	2.5	3.0	2.3	2.9

E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$;

тухают) средние амплитуды основной волны, гармоник-спутников, гармоник конверсии, а также средняя энергия поля W_E . Однако, потери энергии b-электронов и энергия электронов плазмы продолжают расти, причем $\Delta W_e \sim \Delta W_b$ (Рис.1,12). Это позволяет сделать вывод, что амплитуды основной волны и спутников поддерживаются постоянными за счет притока энергии при "размешивании" и замедлении b-электронов и потерь энергии на конверсию, а амплитуды гармоник конверсии поддерживаются за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание при "размешивании" и ускорении электронов плазмы.

Развитие областей стохастического движения в районе областей захвата гармоник конверсии с $V_{\Phi}^N > 0$ (назовем её область $V > 0$) и с $V_{\Phi}^N < 0$ (область $V < 0$) можно видеть по фазовым плоскостям электронов плазмы (Рис.5,16). 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 $V_N^o = 0$ (рисунки не представлены).

Анализ распределения пробных частиц на фазовой плоскости, а также максимальных и минимальных скоростей b-электронов и электронов плазмы (p-электронов) в разные моменты времени показывает, что стохастические области быстро расширяются в случае 12м до $t/T_{oe} \sim 20$, в случае 14м до $t/T_{oe} \sim 10$, после чего продолжают расширяться очень медленно. В случае 14м уже в $t/T_{oe} > 6$ стохастическая область $V > 0$ начинает пересекаться с b-областью и некоторое число p-электронов ускоряется до скоростей $V > V_{\Phi}^I$. В случае 12м пересечение этих областей происходит в $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$.

Границы стохастических областей можно оценить по максимальным и минимальным скоростям пробных частиц и p-электронов. Эти границы и ширина областей стохастического движения в $t/T_{oe} = 200$ приведены в таблице 8. В таблице 9 приведены максимальные и минимальные скорости электронов плазмы, а также b-электронов и ионов в $t/T_{oe} = 200$.

Из таблицы 8 видно, что во всех случаях область $V > 0$ и область $V < 0$ пересекаются с i-областью. Случаи 12м, 14м несколько отличаются от случаев 12, 14, однако детальный анализ показывает, что различие определяется отдельными частицами.

Из сравнения минимальных скоростей b-электронов (таблица 9) и границ области $V > 0$ и i-области (таблица 8) видно, что b-электроны в случае 12м попадают в область $V > 0$ и приближаются к границе i-области, а в случае 14м попадают в i-область, подтверждая ее пересечение с областью $V > 0$.

Случай	12	12м	14	14м
Границы Область $V > 0$. $V_N^o/V_T = 2.84$				
Верхняя				
V_N^{\max}/V_T	9.05	14.54	15.99	14.66
V_{\max}^e/V_T	18.51	19.13	23.20	22.48
Нижняя				
V_N^{\min}/V_T	-0.84	-1.07	-0.24	0.38
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	9.89	15.61	16.23	14.28
$\delta V_e/V_T$	19.35	20.20	23.44	22.10
i-область $V_N^o = 0$				
Верхняя				
V_N^{\max}/V_T	3.74	2.21	2.60	3.25
Нижняя				
V_N^{\min}/V_T	-3.78	-3.41	-3.43	-2.33
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	7.52	5.62	6.05	5.58
Область $V < 0$. $V_N^o/V_T = -2.84$				
Верхняя				
V_N^{\max}/V_T	-0.1	-1.11	2.24	0.71
Нижняя				
V_N^{\min}/V_T	-4.62	-6.15	-5.79	-4.53
V_{\min}^e/V_T	-5.84	-6.78	-6.84	-6.96
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	4.52	5.04	8.03	5.24
$\delta V_e/V_T$	5.74	5.67	9.08	7.67

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; $\delta V_N = (V_N^{\max} - V_N^{\min})$ – ширина области по пробным частицам; $\delta V_e = (V_{\max}^e - V_N^{\min})$ или $(V_N^{\max} - V_{\min}^e)$ – ширина области по пробным частицам и электронам.

видно, что во всех случаях $|V_{\min}^e| > |V_{\phi}^{i11}| \sim -5.6V_T$. Это показывает, что в формировании стохастической области $V < 0$ участвуют гармоники конверсии $N = N_e - N_i$ от основной волны $N_e = 1$ и спутников $N_e = 2 \div 4$ (таблица 3), включая гармонику $N = -3$.

Таблица 9.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы и ионов в $t/T_{oe} = 200$.

Случай	12	12м	14	14м
V_{\max}^b/V_T	24.88	25.07	26.51	27.82
V_{\min}^b/V_T	1.37	2.17	-1.00	-0.50
V_{\max}^e/V_T	18.51	19.13	23.20	22.48
V_{\min}^e/V_T	-5.84	-6.78	-6.84	-6.96
V_{\max}^i/V_T		0.21		0.23
V_{\min}^i/V_T		-0.09		-0.10
V_{\max}^i/V_T^i		11.62		12.34
V_{\min}^i/V_T^i		-5.15		-5.73

V_{\max}^b, V_{\min}^b – максимальная и минимальная скорость электронов пучка; V_{\max}^e, V_{\min}^e – максимальная и минимальная скорость электронов плазмы; V_{\max}^i, V_{\min}^i – максимальная и минимальная скорость ионов; V_T, V_T^i – тепловая скорость электронов плазмы и ионов. ($V_T/V_T^i = 54.783$).

Анализ функций распределения электронов плазмы по скорости $f_e(V)$ в разные моменты времени показывает, что функции распределения быстро меняются в случае 12м до $t/T_{oe} = 20 \div 40$, в случае 14м до $t/T_{oe} = 10 \div 20$, более медленно до $t/T_{oe} \sim 100$, а в $t/T_{oe} > 100$ меняются только в деталях. На Рис.6,17 приведены функции распределения $f_e(V)$ в $t/T_{oe} = 200$. В каждом случае показано 4 вида $f(V)$ с нормировкой на свой максимум f_{\max} или на максимум начальной функции распределения $f_{o\max}$ в линейном и логарифмическом масштабе. Значения $f_{\max}/f_{o\max}$ приведены в таблице 10.

Из таблицы 10 видно, что во всех случаях $f_{\max}/f_{o\max} < 1$. Это показывает, что р-электроны из центральной области функции распределения, соответствующей стохастической i-области, дрейфуют в область больших скоростей, то есть в стохастические области $V > 0$ и $V < 0$.

$$t/T_{oe} = 200.$$

Случай	12	12м	14	14м
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	2.0	2.0	4.0	4.0
M/m	10^{10}	10^2	10^{10}	10^2
$f_{\max}/f_{o\max}$	0.85	0.80	0.72	0.68

$V > 0$				
$(f(V)/f_{\max})_{\text{гр}}$	0.47	0.55	0.60	0.55(1.0)
$V_{\text{гр1}}/V_T$	1.2	1.3	1.0	1.3(0)

$V < 0$				
$(f(V)/f_{\max})_{\text{гр}}$	0.23	0.16	0.45	0.32
$V_{\text{гр2}}/V_T$	-1.7	-1.9	-1.2	-1.6

V_1/V_T	3.05	2.77	3.31	3.23
V_2/V_T	-2.77	-3.25	-3.99	-3.87
$T_{0.1}/T_{0.1}^o$	2.05	2.19	3.23	3.05

$f_{\max}, f_{o\max}$ – максимальное значение функции распределения $f_e(V)$ в $t/T_{oe} = 200$ и начальной $f_o(V)$; $(f(V)/f_{\max})_{\text{гр}}$, $V_{\text{гр}}$ – граничное значение $f(V)$ и соответствующая граничная скорость (при $|V| > |V_{\text{гр}}|$ $f_e(V)$ заметно шире максвелловской $f_o(V)$); $T_{0.1}/T_{0.1}^o = (\Delta V_{0.1}/\Delta V_{0.1}^o)^2$ – эффективная температура; $\Delta V_{0.1} = (V_1 - V_2)$ – ширина $f_e(V)$ на уровне $f(V)/f_{\max} = 0.135$, $\Delta V_{0.1}^o/2 = 2V_T$.

Действительно, из Рис.6,17 видно, что $f_e(V)$ заметно меняется в области скоростей $V > 0$ и $V < 0$, причем изменения в этих областях несимметричны. По кривым $f_e(V)/f_{\max}$ видно, что функции распределения заметно уширяются по сравнению с максвелловской $f_o(V)$, когда $f_e(V)/f_{\max}$ меньше некоторой граничной $(f_e(V)/f_{\max})_{\text{гр}}$. Значения $(f_e(V)/f_{\max})_{\text{гр}}$ и соответствующие граничные скорости $V_{\text{гр}}$ приведены в таблице 10. Области $|V| > |V_{\text{гр}}|$ соответствуют областям, где в основном поглощается энергия. Из сравнения $V_{\text{гр}}$ (таблица 10) и границ стохастических областей (таблица 8) видно, что $V_{\text{гр1}}$ и $V_{\text{гр2}}$ лежат в пределах стохастических областей $V > 0$ и $V < 0$ соответственно. Это показывает, что энергия поглощается, в основном, в стохастических областях $V > 0$ и $V < 0$.

нии р-электронов и образовании "хвостов" функции распределения. Однако из Рис.6,17 видно, что число р-электронов в "хвостах" невелико.

Изменение функций распределения в области $V > V_{\text{гр}}$, $|V| > |V_{\text{гр}2}|$ можно охарактеризовать эффективной температурой $T/T^o = (\Delta V/\Delta V^o)^2$, где ΔV^o и T^o – ширина начальной функции распределения и начальная температура, $\Delta V = V_1 - V_2$ – ширина функции распределения (V_1, V_2 – граничные скорости) и T – эффективная температура в данный момент времени.

В таблице 10 приведены V_1, V_2 и $T_{0.1}/T_{0.1}^o$ определенные по функциям распределения $f_e(V)$ в $t/T_{oe} = 200$ на уровне $f(V)/f_{\text{max}} = 0.135$, соответствующем $\Delta V_{0.1}^o/2 = 2V_T$. Из таблицы 10 видно, что $T_{0.1}/T_{0.1}^o$ в случаях 12м, 14м незначительно отличается от случаев 12,14 [6]. Отметим, что эффективная температура $T_{0.1}/T_{0.1}^o$ во всех случаях растет во времени до $t/T_{oe} \sim 20 \div 40$, а далее меняется незначительно.

По Рис.6,17 видно, что в области скоростей $|V| < |V_{\text{гр}}|$ функция распределения р-электронов $f_e(V)/f_{\text{max}}$ в случае 12м почти не отличается от начальной максвелловской функции распределения, а в случае 14м отличается незначительно. Эффективная температура, определенная по ширине функции распределения $f_e(V)$ в $t/T_{oe} = 200$ на уровне $f(V)/f_{\text{max}} = 0.606$ соответствующем $\Delta V_{0.6}^o/2 = 1V_T$, составляет в случае 12м $T_{0.6}/T_{0.6}^o \sim 1.1$, в случае 14м $T_{0.6}/T_{0.6}^o \sim 1.4$. Это несколько отличается от случаев 12 и 14[6], где $T_{0.6}/T_{0.6}^o \sim 1$. Различие может быть обусловлено тем, что при укрупнении ионно-звуковой волны в случаях 12м и 14м идет конверсия в более коротковолновые гармоники, что приводит к поглощению энергии в области меньших скоростей, чем в случаях 12 и 14[6].

Полная энергия, потерянная пучком $\Delta W_b/W_e^o$, энергия, поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_e^o$ (таблица 5), а также эффективная температура электронов плазмы (таблица 10) в случаях 12м, 14м, так же, как в случаях 12, 14 [6], растут при увеличении плотности пучка n_b/n_o . При этом доля энергии пучка, потерянная пучком $\Delta W_b/W_b^o$ и поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_b^o$, практически не зависит от n_b/n_o . Отметим, что $\Delta W_b, \Delta W_e$ в случаях 12м и 14м немного меньше, чем в случаях 12 и 14[6]. Это неудивительно, так как в случаях 12м, 14м возмущение плотности меняется, а в случаях 12, 14 остается постоянным.

плотности в плазме с подвижными ионами и с коротковолновым возмущением плотности – ионно-звуковой волной большой амплитуды значительно отличается от случая плазмы с неподвижными ионами [6]. В обоих случаях основную роль играют пучковая неустойчивость, сателлитная неустойчивость, конверсия на возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка и плазмы, формирование областей стохастического движения в разных областях фазовой плоскости, затухание поля и поглощение его энергии электронами плазмы. Модуляционная неустойчивость заметной роли не играет.

К некоторым особенностям развития в плазме с подвижными ионами приводит укрупнение ионно-звуковой волны, захват ею ионов и развитие стохастической неустойчивости их движения. В результате меняются амплитуды и спектр гармоник ионно-звуковой волны, что приводит к изменению скорости конверсии и спектра ее гармоник и, как следствие, к изменению структуры областей стохастического движения. Однако, эти изменения не очень велики, так что общий характер развития сохраняется.

В результате развития энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы, что приводит к росту их эффективной температуры. Небольшая часть энергии поглощается электронами, ускоренными до скоростей больших, чем фазовая скорость основной волны. При увеличении плотности пучка энергия, поглощенная электронами плазмы $\Delta W_e/W_e^o$, и эффективная температура электронов плазмы также увеличивается и незначительно отличается от случая плазмы с неподвижными ионами.

Развитие неустойчивости пучка в плазме с коротковолновой ионно-звуковой волной значительно отличается от случая с длинноволновой волной с такой же амплитудой. Примером могут служить случаи 14м ($\lambda_i/r_d = 14.3$; $N_i = 7$; $\tilde{n}/n_o = 0.20$) и случай 4п[8] ($\lambda_i/r_d = 33.3$; $N_i = 3$; $\tilde{n}/n_o = 0.20$) с одинаковыми параметрами пучка ($V_o/V_T = 15.9$; $n_b/n_o = 0.04$) и $M/m = 10^2$. В этих случаях практически одинакова начальная стадия развития пучковой неустойчивости, сателлитной неустойчивости и конверсии. Однако, различный спектр гармоник конверсии приводит к существенным различиям дальнейшего развития. Действительно, в случае 14м возбуждаются более коротковолновые, чем в случае 4п[8], гармоники с меньшими фазовыми скоростями, так что области стохастического движения $V > 0$ и $V < 0$ сдвигаются в область меньших скоростей. В результате растет скорость затухания и энергия, в основном, поглощается в областях стохастического движения $V > 0$ и

греву электронов плазмы. Из-за сравнительно быстрого затухания модуляционная неустойчивость не успевает развиваться.

В случае 4п [8] из-за сравнительно больших длин волн и фазовых скоростей гармоник конверсии скорость затухания значительно меньше, так что успевает развиваться модуляционная неустойчивость и вторичная конверсия, что приводит к расширению спектра гармоник. Из-за больших фазовых скоростей гармоник в стохастической области $V < 0$ и пересечения стохастической области $V > 0$ с ν -областью энергия поглощается, в основном, "хвостами" ускоренных электронов плазмы, а температура плазмы практически не меняется [8].

Литература

- [1] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-36, Новосибирск, 1998.
- [2] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-37, Новосибирск, 1998.
- [3] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова*. Препринт ИЯФ 98-38, Новосибирск, 1998.
- [4] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринты ИЯФ 99-21, 99-22, Новосибирск, 1999.
- [5] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 2000-6, Новосибирск, 2000.
- [6] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 2000-58, Новосибирск, 2000.
- [7] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 2001-15, Новосибирск, 2001.
- [8] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*. Препринт ИЯФ 2001-16, Новосибирск, 2001.

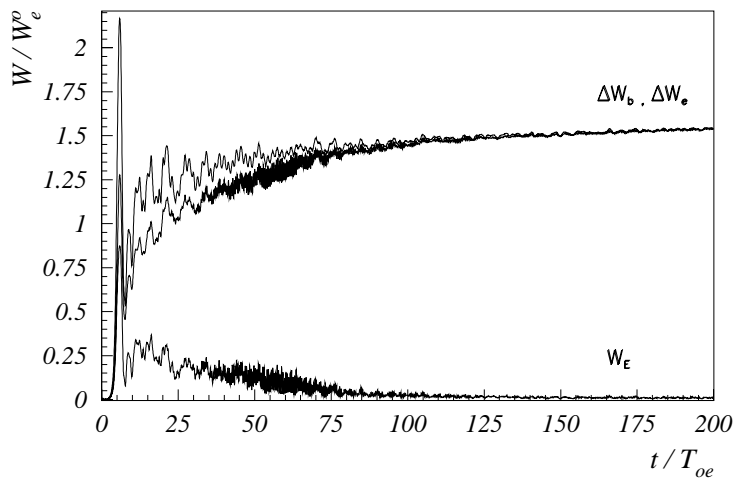


Рис. 1: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$. Случай 12м.

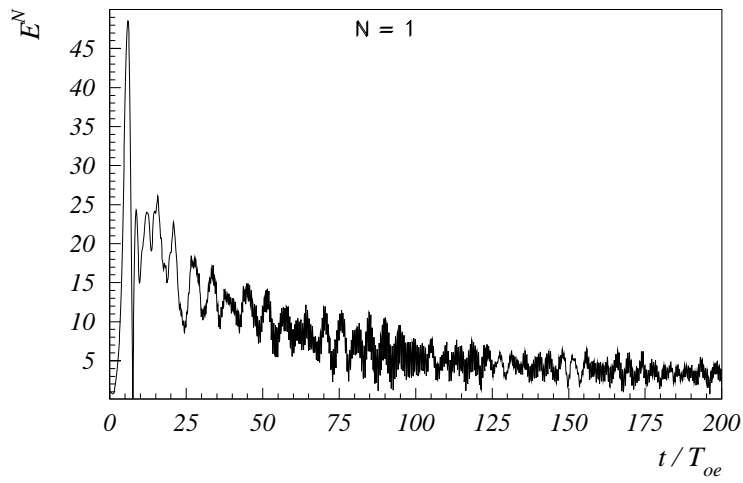


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 12м.

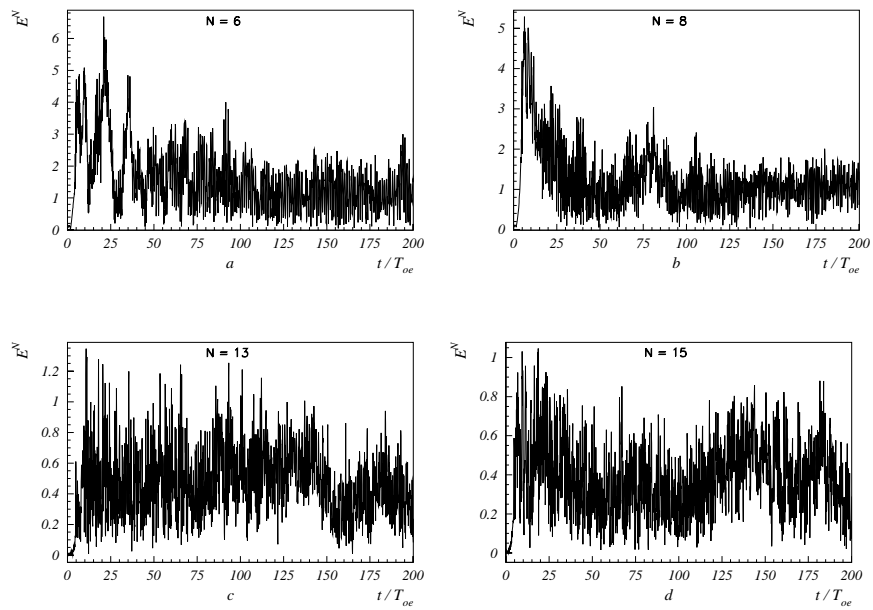


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$.
Случай 12 м.

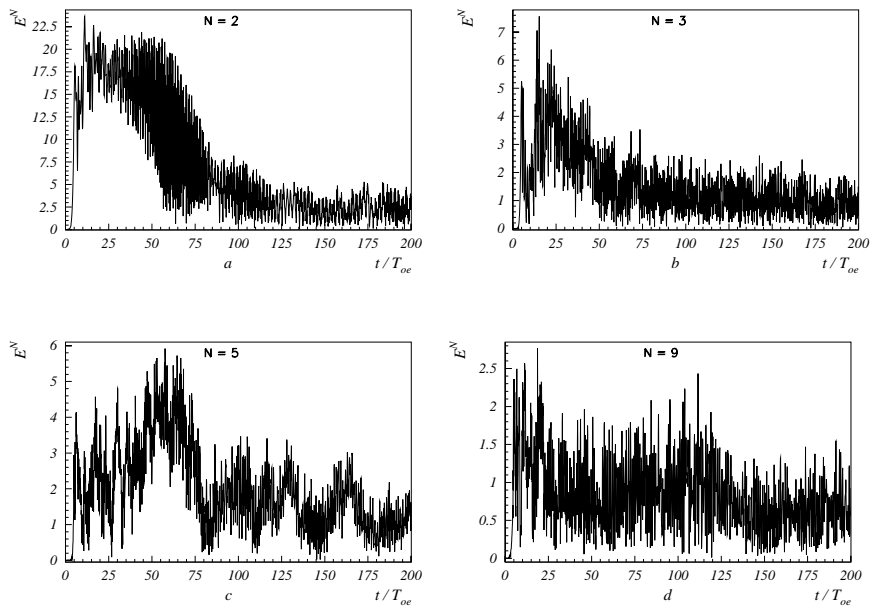


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 12м.

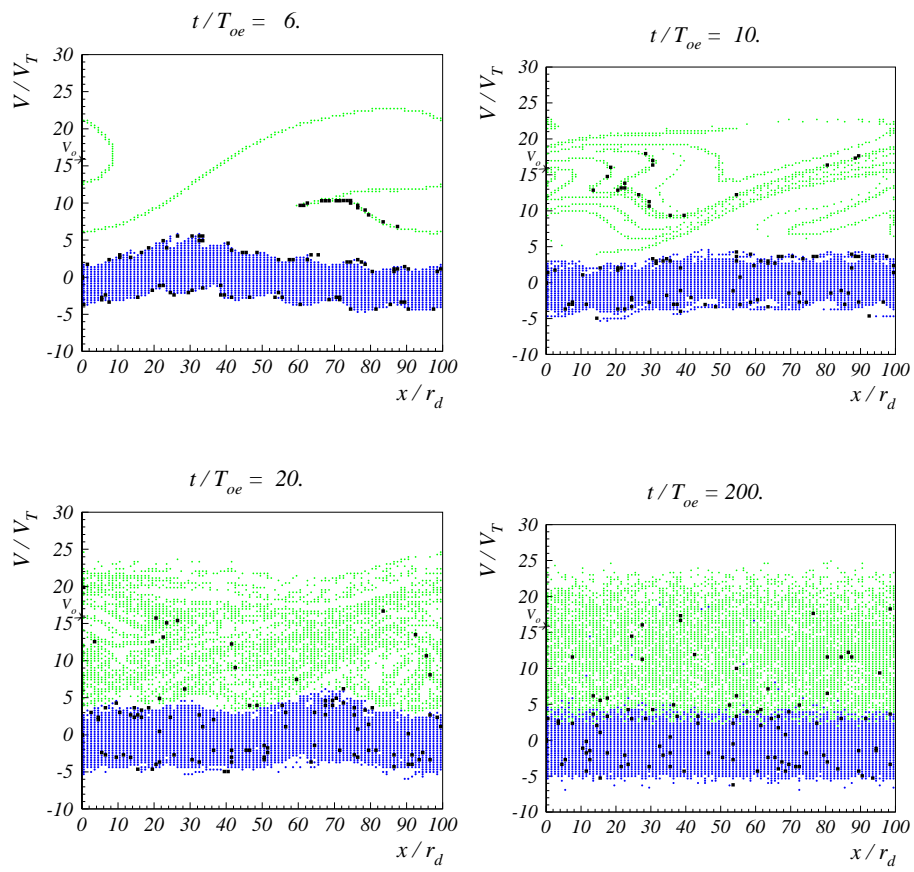


Рис. 5: Фазовые плоскости электронов. Случай 12м.

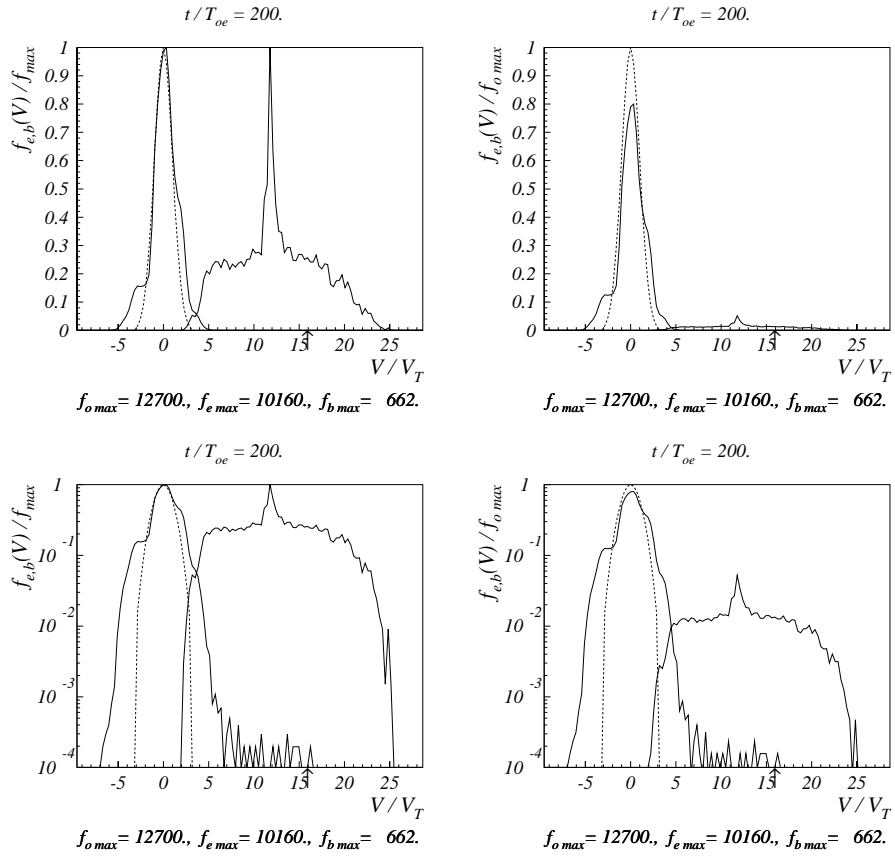


Рис. 6: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Стрелкой отмечена начальная скорость пучка $V_o/V_T = 15.9$. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 12м.

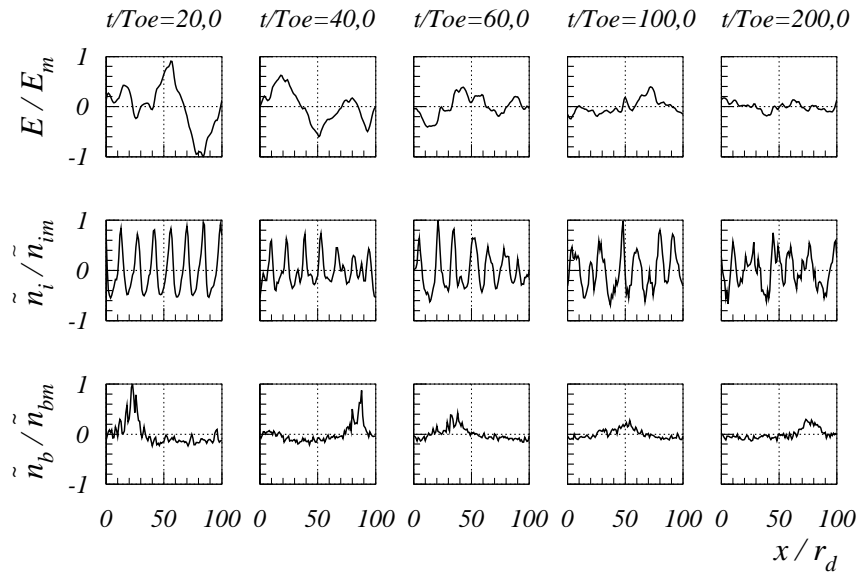


Рис. 7: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 12м. $E_m = 44.59$, $\tilde{n}_m/n_o = 0.26$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 2.23$; $n_b^o/n_o = 0.02$.

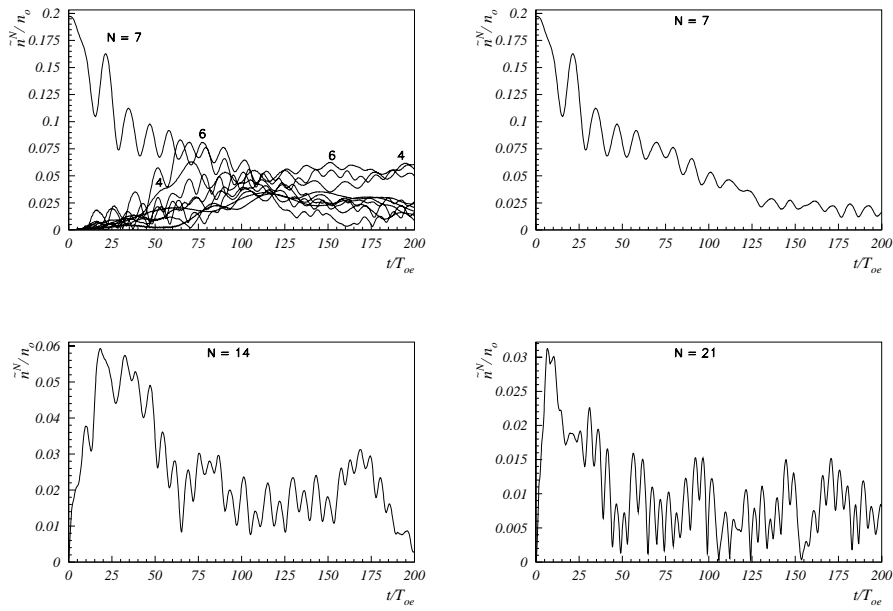


Рис. 8: Зависимость от времени амплитуды ионно-звуковой волны $N_i = 7$ и гармоник $N_i = 1 \div 10, 14, 21$. Случай 12м.

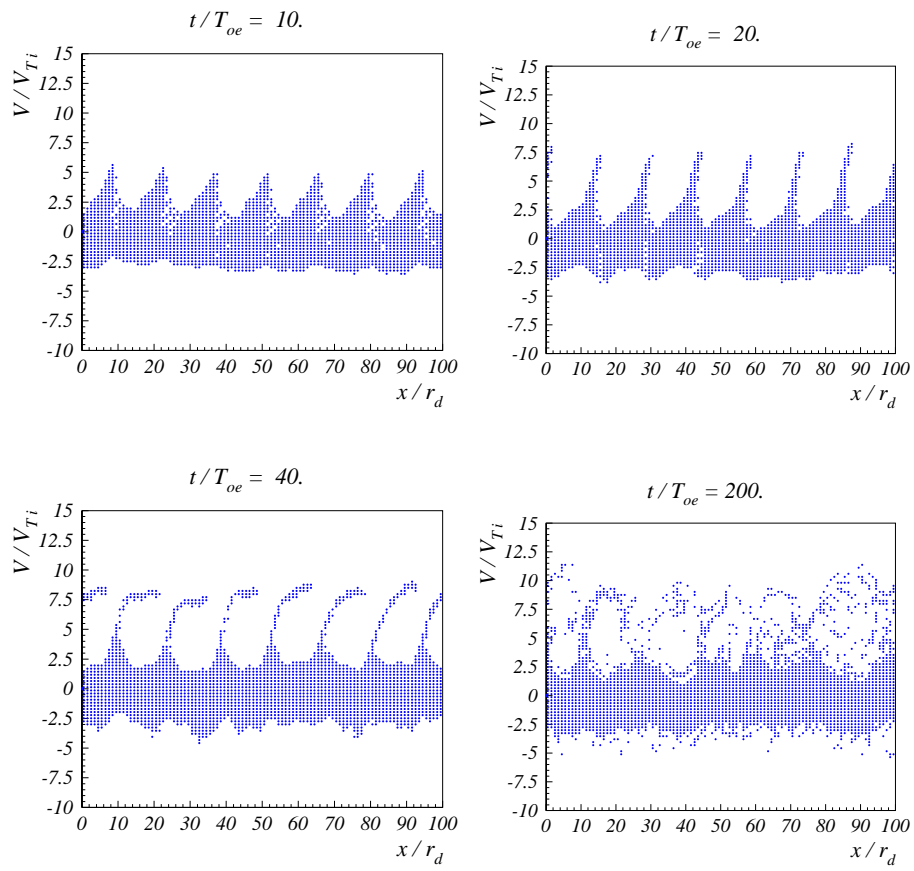


Рис. 9: Фазовые плоскости ионов. Случай 12м.

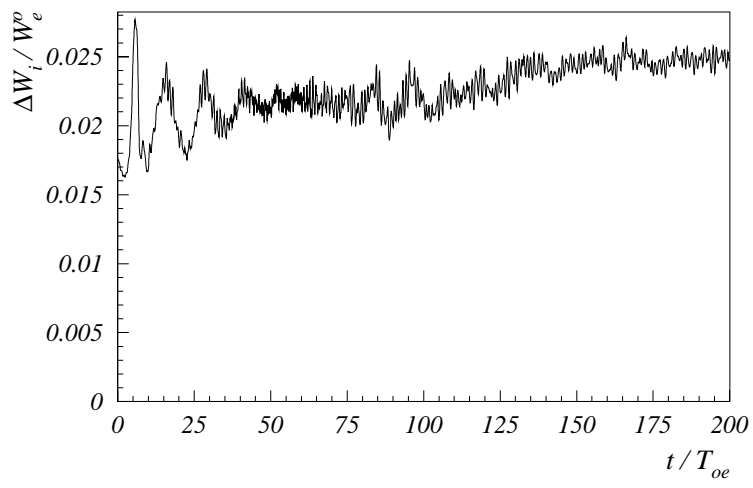


Рис. 10: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$.
Случай 12м.

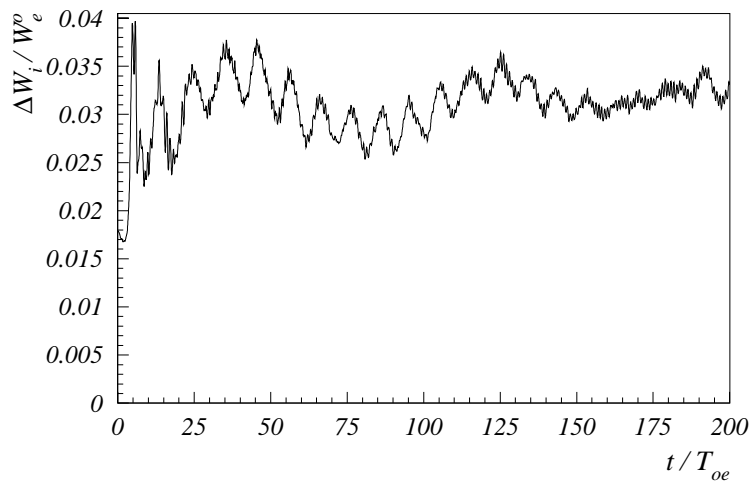


Рис. 11: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$.
Случай 14м.

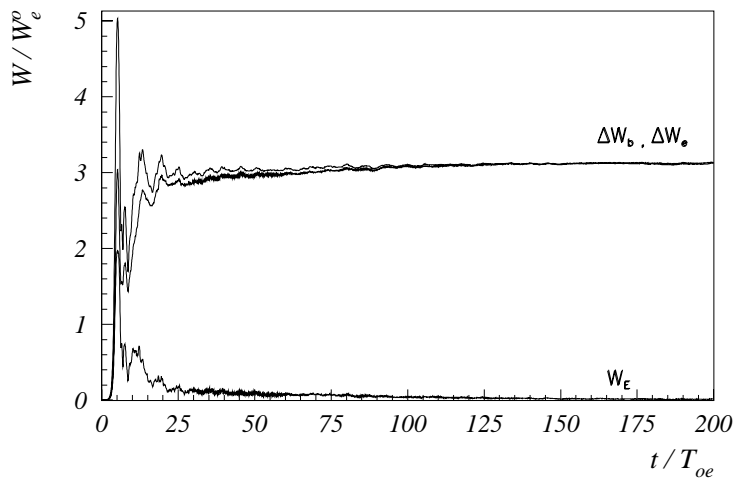


Рис. 12: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$. Случай 14м.

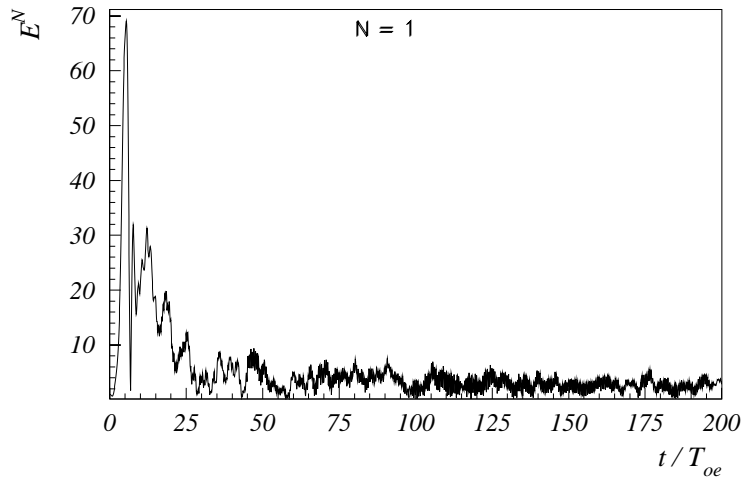


Рис. 13: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$. Случай 14м.

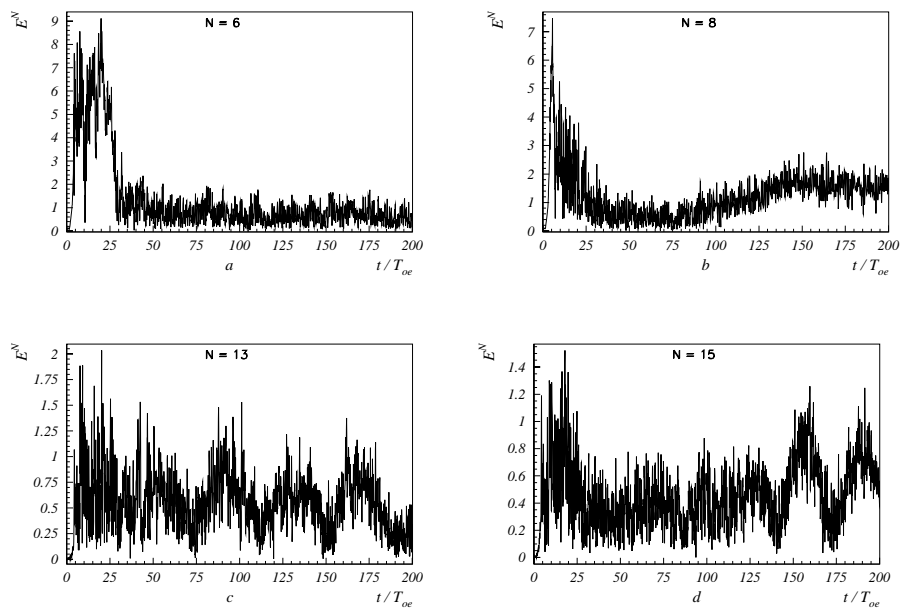


Рис. 14: Зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии волны $N_e = 1$. Случай 14м.

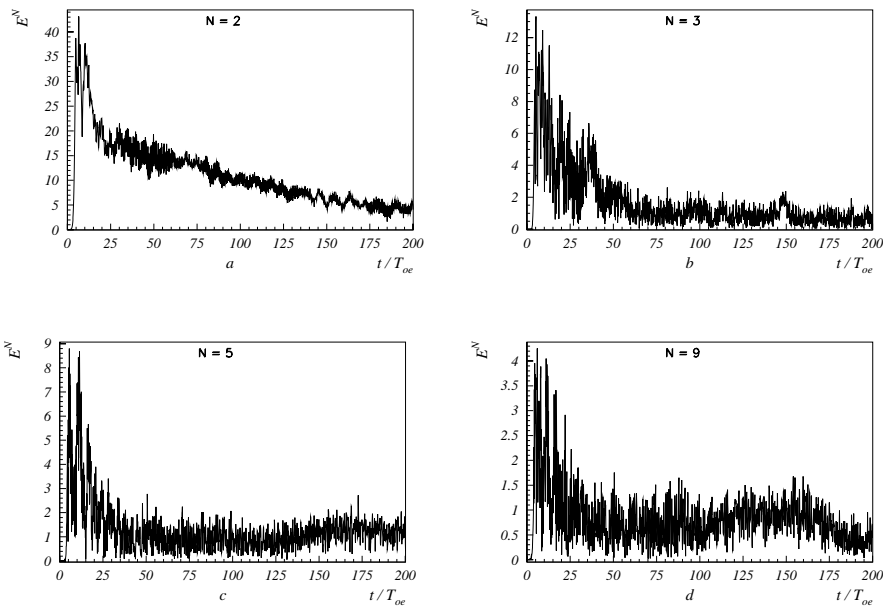


Рис. 15: Зависимость от времени амплитуды гармоник-спутников $N_e = 2$ и 3 и гармоник конверсии спутника $N_e = 2$. Случай 14м.

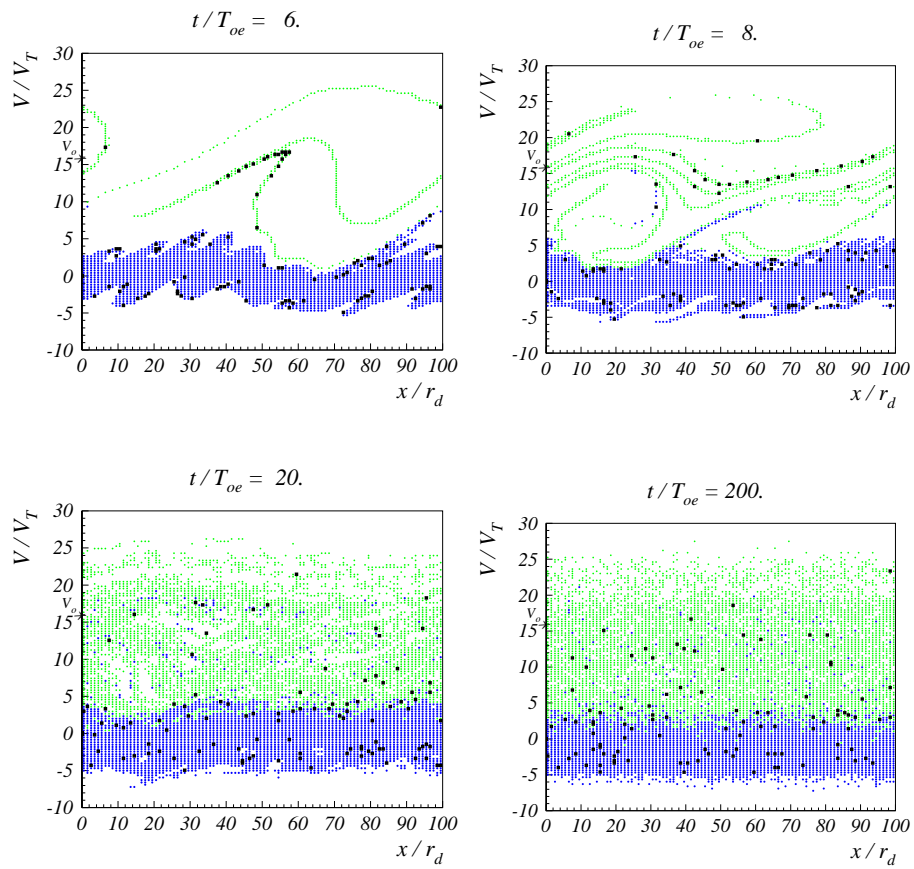


Рис. 16: Фазовые плоскости электронов. Случай 14м.

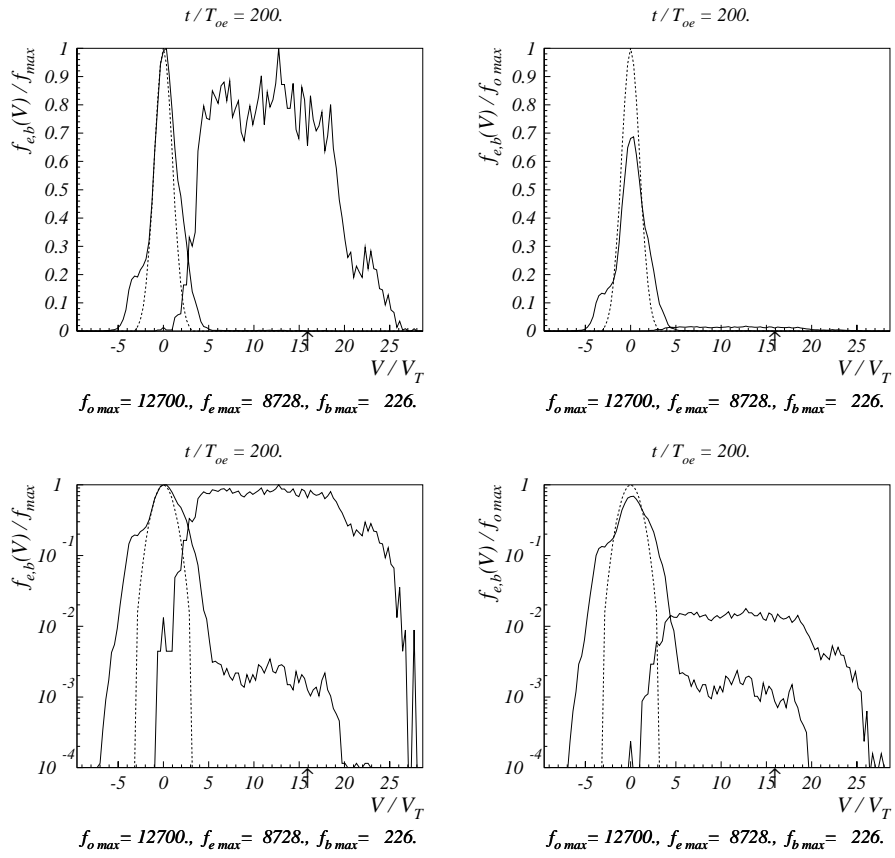


Рис. 17: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Стрелкой отмечена начальная скорость пучка $V_o/V_T = 15.9$. Пунктир – начальная функция распределения. Случай 14м.

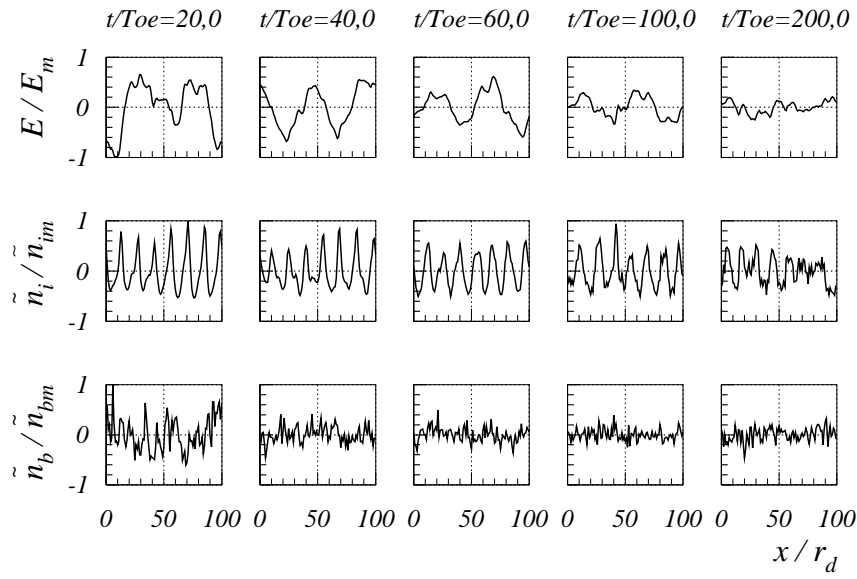


Рис. 18: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 14м. $E_m = 38.48$, $\tilde{n}_m/n_o = 0.35$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 0.62$; $n_b^o/n_o = 0.04$.

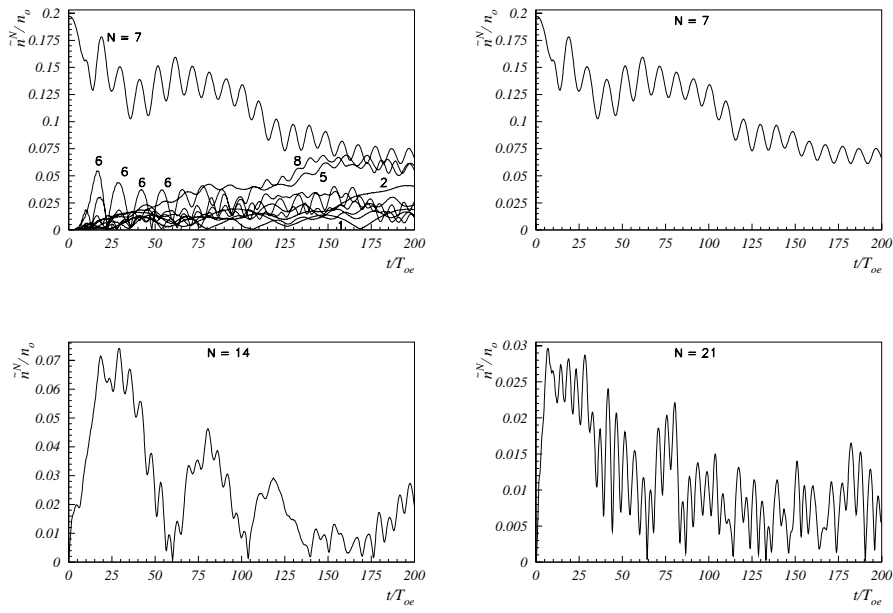


Рис. 19: Зависимость от времени амплитуды ионно-звуковой волны $N_i = 7$ и гармоник $N_i = 1 \div 10, 14, 21$. Случай 14м.

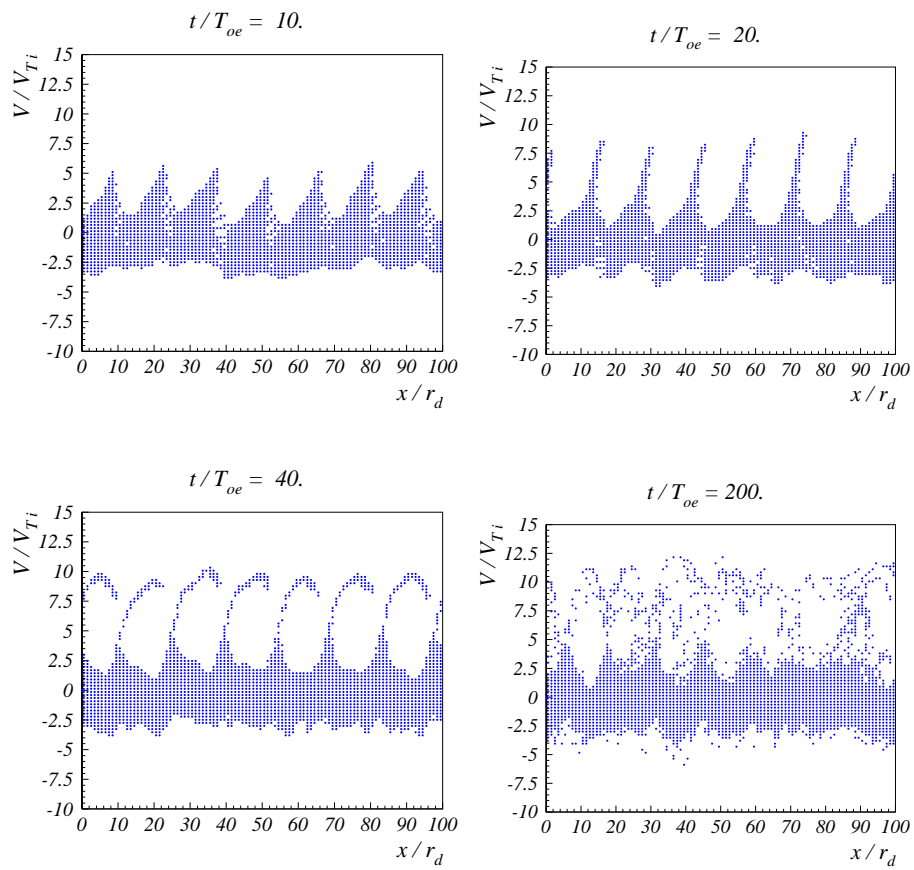


Рис. 20: Фазовые плоскости ионов. Случай 14м.

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

**Неустойчивость холодного электронного пучка
в неоднородной плазме. VII**

N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin

**The instability of cold electron beam
in inhomogeneous plasma. VII**

ИЯФ 2001-35

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 10.05.2001 г.

Сдано в набор 15.05.2001 г.

Подписано в печать 16.05.2001 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.8 печ.л., 2.3 уч.-изд.л.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 35

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.