

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

ВОЛНЫ БГК
И МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХОЛОДНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ. IX.

ИЯФ 2003-40

НОВОСИБИРСК
2003

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

Волны БГК и модуляционная неустойчивость при взаимодействии холодного электронного пучка с плазмой. IX

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, 630090 Новосибирск, РФ

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами $V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ или $1.2 \cdot 10^{-3}$ в одномерной бесстолкновительной плазме с ионно-звуковой волной ($\lambda_i/r_d = 66.7$; $N_i = L/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}_o/n_o = (0.005 - 0.20)$; $L/r_d = 200$; $M/m = 10^2$).

Показано, что при малых $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.02$ развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию квазистационарной волны БГК с амплитудой ниже пороговой для модуляционной неустойчивости. Найдено, что пороговая амплитуда в плазме с возмущением плотности не отличается от случая однородной плазмы.

При $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.05$ конверсия волны на возмущении плотности приводит к вторичной модуляционной неустойчивости и формированию солитоноподобной структуры. При $\tilde{n}_o/n_o \geq 0.10$ развитие конверсии и модуляционной неустойчивости приводит к затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы. После сброса части энергии формируется медленно затухающая волна БГК малой амплитуды.

Abstract

The instability of a cold electron beam ($V_o/V_T = 31.8$; $n_b/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ or $1.2 \cdot 10^{-3}$) in one-dimensional collisionless plasma with ion-sound wave ($\lambda_i/r_d = 66.7$; $N_i = L/\lambda_i = 3$; $\tilde{n}_o/n_o = (0.005 - 0.20)$; $L/r_d = 200$ $M/m = 10^2$) was studied in numerical experiments (PIC-metod).

If the amplitude of the ion-sound wave is small - $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.02$, the evolution of the beam-plasma instability leads to the formation of quasistationary BGK wave with the amplitude lower than the threshold of the modulational instability. The threshold amplitude was found to be the same in the homogeneous plasma and in the plasma with ion-sound wave.

If $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.05$ the conversion of the wave on the density perturbation leads to the secondary modulational instability, which leads to the formation of the soliton-like structure. If $\tilde{n}_o/n_o \geq 0.10$ the evolution of the conversion and the modulational instability leads to the damping of the electric field, due to the absorption of the field energy by the plasma electrons. When a part of the energy is absorbed, the small-amplitude quasistationary or slow damping BGK-wave is formed.

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного (монокроматического) пучка электронов большой скорости $V_o \gg V_T$ в одномерной бесстолкновительной плазме, в которой возбуждена ионно-звуковая волна. Работа является продолжением работ [1-4], и прямым продолжением работы (второй частью) работы [5]. Параметры пучка и системы выбраны так, чтобы сателлитная неустойчивость [6,7] не играла роли [1,4].

В работах [4] исследовалась пучковая неустойчивость в однородной плазме без ионно-звуковой волны. Найдено, что развитие пучковой неустойчивости и захват электронов пучка возбуждающей волной приводят к формированию волны БГК-типа. Амплитуда этой волны растет при увеличении плотности пучка n_b^o/n_o . При малой плотности пучка и соответственно малой амплитуде волна БГК устойчива и имеет квазистационарный характер. При увеличении n_b^o/n_o и амплитуды волна БГК становится неустойчивой относительно модуляционной неустойчивости. В работе [4] найден порог развития модуляционной неустойчивости по амплитуде волны БГК: $E/(m r_d / e T_{oe}^2) \geq 25$, $E^2 / 8\pi n_o T \geq 0.2$ ($n_b^o/n_o \geq 3 \cdot 10^{-3}$ для пучка с $V_o/V_T = 31.8$).

В работе [5] исследовалась пучковая неустойчивость в плазме с ионно-звуковой волной, причем рассматривались случаи с амплитудой волны БГК выше пороговой ($n_b^o/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$). Найдено, что задание возмущения плотности (ионно-звуковой волны) малой амплитуды $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.01$ приводит к увеличению скорости развития модуляционной неустойчивости волны БГК, причем скорость развития растет при увеличении \tilde{n}_o/n_o . При больших амплитудах $\tilde{n}_o/n_o \geq 0.05$ основную роль играет конверсия на возмущении плотности [8,9], которая приводит к развитию модуляционной неустойчивости (вторичной относительно конверсии) и затуханию уже на начальной стадии формирования волны БГК.

В настоящей работе исследуются случаи с амплитудой волны БГК ниже пороговой ($n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ и $1.2 \cdot 10^{-3}$). Найдено, что задание возмущения плотности (ионно-звуковой волны) малой амплитуды $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.02$ не приводит к неустойчивости волны БГК - волна БГК сохраняет квази-

стационарный характер. Таким образом, задание возмущения плотности не меняет порог модуляционной неустойчивости.

Конверсия волны на возмущении плотности при малых \tilde{n}_o/n_o приводит к возбуждению гармоник с номерами $N = N_e \pm N_i$, однако их амплитуда остается малой. При увеличении \tilde{n}_o/n_o амплитуда гармоник конверсии растёт. Растёт и число гармоник $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. Это приводит к модуляции поля волны и развитию вторичной модуляционной неустойчивости. При $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.05$ модуляционная неустойчивость приводит к формированию солитоноподобной структуры. При дальнейшем увеличении \tilde{n}_o/n_o рост впадин плотности при развитии модуляционной неустойчивости приводит к укрупнению ионно-звуковой волны и возбуждению все более коротковолновых гармоник конверсии, что приводит к затуханию электрического поля. При больших $\tilde{n}_o/n_o \geq 0.1$ конверсия и модуляционная неустойчивость приводят к затуханию уже на стадии формирования волны БГК. Во всех случаях с затуханием после сброса части энергии формируется (или сохраняется) слабозатухающая волна БГК.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d = 200$ 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 ($N^e = 2.002 \cdot 10^5$ на длине $200r_d$).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью $V_o/V_T = 31,8$ и плотностью $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ или $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$. Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения n_b^o/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, так что движение этих частиц (назовем их b -электронами) не отличается от движения электронов.

Задается ионно-звуковая волна с длиной волны $\lambda_i/r_d = 66.7$ и номером гармоники $N_i = L/\lambda_i = 3$. Первый максимум плотности находится на $x = 0$. Амплитуды волны в разных случаях приведены в таблице. В таблицу включены случаи 4-1÷4-5 из работы [5].

Начальные параметры ионно-звуковой волны.

$$\lambda_i/r_d = 66, 7; N_i = 3.$$

$$n_b^o/n_o = 3.0 \cdot 10^{-3}; N^b = 600; N^{b'} = 2 \cdot 10^4; W_b^o/W_e^o = 3.112.$$

Случай	4-1	4-2	4-3	4-4	4-5
\tilde{n}_o/n_o	0.005	0.01	0.05	0.10	0.20

$$n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}; N^b = 500; N^{b'} = 2 \cdot 10^4; W_b^o/W_e^o = 2.594.$$

Случай	3-1[4]	5-2	5-2a	5-3	5-4
\tilde{n}_o/n_o	-	0.01	0.02	0.05	0.10

$$n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}; N^b = 240; N^{b'} = 2 \cdot 10^4; W_b^o/W_e^o = 1.245.$$

Случай	6-1	6-2	6-3	6-4	6-5
\tilde{n}_o/n_o	0.005	0.01	0.05	0.10	0.20

n_b^o, n_o - плотность электронов пучка и плазмы; $N^b, N^{b'}$ - число электронов пучка и "взвешенных" б-электронов на длине $L/r_d = 200$; W_b^o, W_e^o - начальная энергия электронов пучка и тепловая энергия электронов плазмы.

Во всех случаях в начальный момент времени задается затравочная ленгмюровская волна малой амплитуды $E_o/\frac{mr_d}{eT_{oe}^2} = 1$ с длиной волны $\lambda/r_d = 200$, номером гармоники $N = L/\lambda = 1$ и фазовой скоростью $V_\phi/V_T = 32.04$.

Подробности постановки и описания численного эксперимента приведены в работе [1].

Отметим, что в тексте и на рисунках напряженность поля E и амплитуда гармоник E^N нормируется на mr_d/eT_{oe}^2 .

Рассмотрим случаи $5 - 2 \div 5 - 4$ и $6 - 1 \div 6 - 5$.

Кривые, описывающие случай 5-2, приведены на Рис.1,2, случай 5-2a - на Рис.3,4, случай 5-3 - на Рис.5-10, случай 5-4 - на Рис.11-16, случай 6-1 - на Рис.17,18, случай 6-2 - на Рис.19,20, случай 6-3 - на Рис.21-26, случай 6-4 - на Рис.22-32, случай 6-5 - на Рис.33-38.

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 $N_e = 2 \div 10$.

Для случаев 5-3, 5-4, 6-3, 6-4, 6-5, кроме того, показана зависимость от времени амплитуды гармоник конверсии $N = N_e \pm N_i$ $N = -2$ и 4 и $N = N_e \pm 2N_i$ $N = -5$ и 7 ; зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов \tilde{n}^N/n_o , $N_i = 1 \div 10$, включая начальную ионно-звуковую волну $N_i = 3$; зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ (W_i^o -тепловая энергия ионов); распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка (b-электронов) $\tilde{n}_b(x)$ в разные моменты времени.

По кривым $W(t)$ (Рис.1,3,5,11,17,19,21,27,33) и $E^N(t)$ (Рис.2,4,6,12,18, 20,22,28,34) видно, что начальная стадия пучковой неустойчивости в случаях $5 - 2 \div 5 - 4$ и $6 - 1 \div 6 - 5$ имеет тот же характер, что и в случаях рассмотренных в работах [4,5]. Действительно, по кривым $E^N(t)$ видно, что с самого начала выделяется гармоника $N_e = 1$, имеющая максимальный инкремент. Амплитуда волны $N_e = 1$ проходит через максимум $E = E_{max}^I$ в $t = t_{max}^I$, а далее осциллирует с периодом соответствующим периоду оборота захваченных частиц T_B . Анализ этих кривых и фазовых плоскостей электронов показывает, что нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка.

В таблицах 1а,1б приведены значения t_{max}^I , E_{max}^I , V_{zmax}^I ($V_z = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$), T_B , $(E_{max}^I)^2/8\pi n_o T$, а также максимальные значения ΔW_b , W_E , ΔW_e в свои $t_{max} \sim t_{max}^I$ для случаев $5 - 2 \div 5 - 4$, а также для случая 3-1 из работы [4] с теми же параметрами пучка, что в случаях $5 - 2 \div 5 - 4$, но без ионно-звуковой волны (таблица 1а) и для случаев $6 - 1 \div 6 - 5$ (таблица 1б).

Из таблицы 1а видно, что t_{max}^I , E_{max}^I , ΔW_{max} в случаях 5-2, 5-2а практически не отличаются от случая 3-1[4], а в случаях 5-3, 5-4 отличие незначительно. В случаях $6 - 1 \div 6 - 5$ E_{max}^I меньше (из-за меньшего n_b^o/n_o), а t_{max}^I , T_B соответственно больше, чем в случаях $5 - 2 \div 5 - 4$. При этом в случаях $6 - 1 \div 6 - 3$ t_{max}^I , E_{max}^I , ΔW_{max} практически одинаковы, а в случаях 6-4, 6-5 отличаются незначительно. Это показывает, что в каждой серии начальная стадия пучковой неустойчивости практически одинакова и, судя по случаям $5 - 2 \div 5 - 4$ мало отличается от случая однородной плазмы.

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

Случай 5-2÷5-4. $V_o/V_T = 31, 8$; $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$; $W_b^o/W_e^o = 2.59$.

Случай	3 – 1[4]	5 – 2	5 – 2а	5 – 3	5 – 4
\tilde{n}_o/n_o	–	0.01	0.02	0.05	0.10
t_{\max}^I/T_{oe}	9.6	9.7	9.7	9.7	9.8
E_{\max}^I	29.42	29.40	29.34	28.97	27.81
$V_{\text{зmax}}^I/V_T$	9.74	9.74	9.73	9.67	9.47
T_B/T_{oe}	6.54	6.54	6.54	6.59	6.72
$(E_{\max}^I)^2/8\pi n_o T$	0.276	0.276	0.275	0.268	0.247
$\Delta W_b/W_e^o$	0.607	0.607	0.608	0.619	0.661
W_E/W_e^o	0.286	0.287	0.288	0.294	0.318
$\Delta W_e/W_e^o$	0.316	0.317	0.317	0.331	0.349
$\Delta W_b/W_b^o$	0.234	0.234	0.235	0.239	0.255
W_E/W_b^o	0.110	0.109	0.111	0.113	0.122
$\Delta W_e/W_b^o$	0.122	0.122	0.122	0.128	0.134

W_b^o, W_e^o - начальная энергия электронов пучка и плазмы; E_{\max}^I - максимальная амплитуда волны $N_e = 1$ в $t = t_{\max}^I$; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$, $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$; $T_B = 2\pi/k\sqrt{e\phi/m} = 2\lambda/V_3$; $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$ - потери энергии электронов пучка; W_E - энергия электрического поля; $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ - энергия электронов плазмы.

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

Случай 6-1÷6-5. $V_o/V_T = 31.8$; $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$; $W_b^o/W_e^o = 1.24$.

Случай	6 – 1	6 – 2	6 – 3	6 – 4	6 – 5
\tilde{n}_o/n_o	0.005	0.01	0.05	0.10	0.20
t_{\max}^I/T_{oe}	11.0	11.0	11.0	11.4	13.4
E_{\max}^I	18.37	18.35	17.92	16.87	14.84
$V_{\text{зmax}}^I/V_T$	7.70	7.69	7.60	7.38	6.92
T_B/T_{oe}	8.27	8.28	8.37	8.63	9.20
$(E_{\max}^I)^2/8\pi n_o T$	0.108	0.107	0.103	0.091	0.070
$\Delta W_b/W_e^o$	0.233	0.233	0.240	0.264	0.359
W_E/W_e^o	0.111	0.111	0.116	0.128	0.176
$\Delta W_e/W_e^o$	0.120	0.120	0.125	0.138	0.191
$\Delta W_b/W_b^o$	0.187	0.187	0.193	0.212	0.289
W_E/W_b^o	0.089	0.089	0.093	0.103	0.141
$\Delta W_e/W_b^o$	0.096	0.097	0.100	0.111	0.153

Пояснения - см таблицу 1а.

Анализ начальных участков кривых $E^N(t)$ (Рис.2,4,6,7,12,13,18,20, 22,23,28,29,34,35) показывает, что основным отличием рассматриваемых случаев от случая однородной плазмы на начальной стадии является возбуждение гармоник конверсии с номерами $N = N_e \pm \beta N_i$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. При малых амплитудах возмущения плотности $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.02$ в случаях 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2 возбуждаются только основные гармоники с $\beta = 1$ $N = 4$ и -2 (знаком “-” будем обозначать обратные волны) и амплитуда их мала. При увеличении \tilde{n}_o/n_o , кроме гармоник с $\beta = 1$ возбуждаются гармоники с $\beta = 2$ $N = 7$ и -5 (случай 6-3); и с $\beta = 2$ и 3 $N = 10$ и -8 (случаи 5-3, 5-4, 6-4, 6-5). Ранее было показано, что гармоники конверсии являются ленгмюровскими волнами [8,9]. Фазовые скорости гармоник $N = 2 - 10$ приведены в таблице 3 работы [4].

В таблицах 2а,2б приведены амплитуды гармоник конверсии E_{1max}^I в первом максимуме кривой $E^N(t)$ в момент $t = t_{1max}^I$ для случаев $5 - 2 \div 5 - 4$ (таблица 2а) и $6 - 1 \div 6 - 5$ (таблица 2б). В скобках приведены максимальные амплитуды E_{max}^N в момент t_{max}^N , если t_{max}^N отличается

Таблица 2а.

Амплитуда гармоник конверсии в максимумах кривой $E^N(t)$.

Случай 5-2 ÷ 5-4. $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Случай	5 - 2	5 - 2а	5 - 3	5 - 4
\tilde{n}_o/n_o	0.01	0.02	0.05	0.10
t_{max}^I/T_{oe}	9.7	9.7	9.7	9.8
E_{max}^I	29.40	29.34	28.97	27.81
t_{1max}^I/T_{oe}	8.4	12(46)	12(110)	12(31.3)
E_{1max}^{II}	3.9	5.3(5.9)	9.5(11.2)	14.7(15.1)
t_{1max}^V/T_{oe}	11.9	12(20.8)	12.0	12.0
E_{1max}^{IV}	2.1	3.5(3.8)	7.5	12.0
t_{1max}^V/T_{oe}			23(69.2)	21.3
E_{1max}^V			4.8(9.5)	10.8
t_{1max}^{VII}/T_{oe}			19(4.7)	19.1
E_{1max}^{VII}			3.6(4.8)	7.9
t_{1max}^{VIII}/T_{oe}			23(48.2)	21.3
E_{1max}^{VIII}			1.1(2.2)	3.9
t_{1max}^X/T_{oe}			19(40)	18(42.1)
E_{1max}^X			0.6(0.9)	2.1(2.6)

E_{1max}^N - амплитуда в первом максимуме кривой $E^N(t)$ в момент t_{1max}^N , в скобках приведены максимальные амплитуды E_{max}^N по кривой $E^N(t)$ в момент t_{max}^N , если t_{max}^N отличается от t_{1max}^N ; E - нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$.

Таблица 26.

Амплитуда гармоник конверсии в максимумах кривой $E^N(t)$.
Случай 6-1÷6-5. $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

Случай	6 – 1	6 – 2	6 – 3	6 – 4	6 – 5
\tilde{n}_o/n_o	0.005	0.01	0.05	0.10	0.20
t_{1max}^I/T_{oe}	11.0	11.0	11.0	11.4	13.4
E_{1max}^I	18.37	18.35	17.92	16.87	14.84
t_{1max}^{II}/T_{oe}	9.7	14	14(24.7)	13.8	13(25)
E_{1max}^{II}	1.8	2.3	6.2(6.3)	9.5	13.0(13.5)
t_{1max}^{IV}/T_{oe}	13.9	14(25)	13.9	14.0	13.0
E_{1max}^{IV}	0.9	1.5(1.6)	5.4	8.1	10.7
t_{1max}^V/T_{oe}			25.7	24.2	16(27.3)
E_{1max}^V			3.1	6.2	6.9
t_{1max}^{VII}/T_{oe}			24.1	22.0	14(39.5)
E_{1max}^{VII}			2.6	4.9	4.7(5.0)
t_{1max}^{VIII}/T_{oe}				24.2	16(28.1)
E_{1max}^{VIII}				2.0	2.1(3.3)
t_{1max}^X/T_{oe}				20(64.0)	14(38.7)
E_{1max}^X				1.1(1.3)	1.1(2.1)

Пояснения - см таблицу 2а.

от $t = t_{1max}^N$. В таблицах 2а,2б не представлены гармоники, которые имеют шумовой характер. Для большинства из них $t_{1max}^N/T_{oe} > 200 - 300$, а E_{1max}^N заметно меньше, чем у гармоник конверсии.

Из таблиц 2а,2б видно, что первый максимум основных гармоник конверсии достигается вскоре после t_{1max}^I . Это показывает, что конверсия развивается параллельно с пучковой неустойчивостью. В работе [10] показано, что при параллельном развитии пучковой неустойчивости и конверсии при увеличении \tilde{n}_o/n_o из-за увеличения скорости конверсии растет максимальная амплитуда гармоник конверсии. Из таблиц 2а, 2б видно, что в рассматриваемых случаях максимальная амплитуда основных гармоник конверсии растет при увеличении \tilde{n}_o/n_o .

Рассмотрим случаи 5-2, 5-2а ($n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$) случаи 6-1, 6-3 ($n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$). В этих случаях амплитуда ионно-звуковой волны $N_i = 3 \tilde{n}_o/n_o = 0.005$ (случай 6-1), 0,01 (случай 5-2, 6-2), 0,02 (случай 5-2а), 0,05 (случай 6-3).

Развитие пучковой неустойчивости в этих случаях приводит к формированию волны БГК. Действительно, по фазовым плоскостям видно

образование характерной структуры, функции распределения электронов пучка по скорости $f_b(V)$ и распределение плотности $\tilde{n}_b(x)$ имеют вид пиков и незначительно меняются во времени, так же, как в случаях 3-1 [4], 4-1, 4-2 [5]. По кривым $E^N(t)$ (Рис.2,4,18,20,22) видно, что в $t/T_{oe} > 50 - 100$ волна $N_e = 1$ приобретает стационарный характер - средняя амплитуда волны E_{cp}^I и максимальная по огибающей $E^I(t)$ амплитуда E_{mx}^I становятся постоянными. В таблице 3 приведены E_{mx}^I , E_{cp}^I и соответствующие им V_{3mx}^I/V_T , V_{3cp}^I/V_T и плотности энергии для случаев 5-2, 5-2а, 6 - 1 ÷ 6 - 3, а также для случая 3-1 из работы [4].

Таблица 3.

Амплитуда волны БГК $N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 100 - 200$ и $\sim 400 - 500$.

Случаи 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2, 6-3.

Случай	3 - 1[4]	5 - 2	5 - 2а	6 - 1	6 - 2	6 - 3
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	0.25	0.25	0.25	0.12	0.12	0.12
\tilde{n}_o/n_o	—	0.01	0.02	0.005	0.01	0.05

$t/T_{oe} \sim 100 - 200$

E_{mx}^I	23	23	22	14	14	15
V_{3mx}^I/V_T	8.6	8.6	8.4	6.7	6.7	7.0
$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T$	0.17	0.17	0.15	0.063	0.063	0.072
E_{cp}^I	18.7	18.5	18.5	11.7	11.7	11.7
V_{3cp}^I/V_T	7.8	7.7	7.7	6.1	6.1	6.1
$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T$	0.11	0.11	0.11	0.044	0.044	0.044

$t/T_{oe} \sim 400 - 500$

E_{mx}^I	20.5	21	21	13	13	12
V_{3mx}^I/V_T	8.2	8.2	8.2	6.5	6.5	6.2
$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T$	0.13	0.14	0.14	0.054	0.054	0.046
E_{cp}^I	17.4	18	18	11	11	10
V_{3cp}^I/V_T	7.5	7.6	7.6	6.0	6.0	5.7
$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T$	0.10	0.10	0.10	0.039	0.039	0.032

E_{mx}^I , E_{cp}^I - максимальные и средние амплитуды волны $N_e = 1$ в интервале времени t по кривой $E^I(t)$; E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 ; $V_3 = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE\lambda}{m2\pi}}$

Из таблицы 3 видно, что E_{cp}^I , E_{mx}^I уменьшаются при уменьшении плотности пучка и практически не зависят от амплитуды возмущения плотности.

В работе [4] было показано, что в однородной плазме дальнейшее развитие волны БГК зависит от ее амплитуды. Если амплитуда ниже некоторого порога $E_{mx}^I \leq 22$, $E_{cp}^I \leq 18.3$ (при $V_o/V_T = 31.8$), то волна БГК устойчива. Если $E_{mx}^I \geq 25$, $E_{cp}^I \geq 20.8$, то волна БГК неустойчива относительно модуляционной неустойчивости.

В работе [5] исследовалась пучковая неустойчивость в плазме с возмущением плотности (ионно-звуковой волной) в случаях когда амплитуда развивающейся волны БГК выше пороговой. Было найдено, что при малых возмущениях плотности $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.01$ формирующаяся волна БГК, так же, как в однородной плазме неустойчива относительно модуляционной неустойчивости. Задание начального возмущения плотности приводит к более быстрому развитию модуляционной неустойчивости, причем скорость ее развития растет при увеличении \tilde{n}_o/n_o . При $\tilde{n}_o/n_o \geq 0.05$ определяющую роль начинает играть конверсия, которая развивается параллельно с формированием волны БГК и приводит к развитию вторичной модуляционной неустойчивости и затуханию волны.

В настоящей работе рассматриваются случаи, когда формирующаяся волна БГК имеет амплитуду ниже пороговой (таблица 3). По кривым $E^N(t)$ Рис.2,4,18,20,22, а также из сравнения E_{mx}^I , E_{cp}^I в $t/Toe \sim 100-200$ и $\sim 400-500$ (таблица 3) видно, что при $\tilde{n}_o/n_o \sim 0.005-0.05$ волна БГК остается устойчивой и амплитуда ее меняется незначительно. Небольшое затухание (Рис.1,3,17,19,21) в случаях 5-2, 5-2а, 6-1 ÷ 6-3 обусловлено паразитными шумами, которые начинают играть существенную роль в $t/Toe > 150-250$.

Сравнение с результатами работ [4] и [5] позволяет сделать вывод, что в плазме с возмущением плотности небольшой амплитуды $\tilde{n}_o/n_o < 0.05$ порог возбуждения модуляционной неустойчивости волны БГК практически не отличается от случая однородной плазмы [4]. Действительно, волна БГК устойчива в случаях 5-2, 5-2а, в которых амплитуды $E_{mx}^I \sim 23-22$, $E_{cp}^I \sim 18.5$ (таблица 3) близки к предпороговому случаю 3-1[4] с $E_{mx}^I \sim 22-21$, $E_{cp}^I \sim 18.3-17.5$ ([4] таблица 2). Устойчива волна БГК и в случаях 6-1 ÷ 6-3 с амплитудами $E_{mx}^I \sim 14-15$, $E_{cp}^I \sim 11.7$ ниже пороговой. Волна БГК неустойчива относительно модуляционной неустойчивости в случаях 4-1, 4-2 [5], в которых амплитуды $E_{mx}^I \sim 25-26$, $E_{cp}^I \sim 21$ ([5]таблица 2) близки к пороговому случаю 3-2[4] с $E_{mx}^I \sim 25-24.6$, $E_{cp}^I \sim 20.8-19.8$ ([4] таблица 2).

Параллельно с формированием волны БГК в рассматриваемых случаях развивается конверсия волны на возмущении плотности. При малых возмущениях плотности $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.02$ в случаях 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2

возбуждаются только основные гармоники конверсии $N = -2$ и 4 , в случае 6-3 с $\tilde{n}_o/n_o = 0.05$, кроме того, $N = -5$ и 7 (таблицы 2а, 2б). Из Рис.2,4,18,20,22 видно, что во всех случаях максимальные амплитуды гармоник конверсии малы по сравнению с амплитудой основной волны $N_e = 1$ и практически не меняются во времени.

В работе [5] показано, что в плазме с возмущением плотности возможны два типа модуляционной неустойчивости - неустойчивость собственно волны БГК, имеющая порог по амплитуде волны, и вторичная неустойчивость, обусловленная конверсией, которая играет определяющую роль при больших возмущениях плотности. Неустойчивость второго типа наблюдается и в настоящей работе.

Рассмотрим подробнее случай 6-3 с $\tilde{n}_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.05$. Зависимость от времени амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии для этого случая показана на Рис.22,23.

Возбуждение гармоник конверсии приводит к модуляции поля основной волны, что приводит к развитию вторичной модуляционной неустойчивости. Действительно, по кривым $\tilde{n}^N(t)$ (Рис.24) видно, что растут амплитуды гармоник $N_i = 6$ и 9 , а по распределению возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ (Рис.26) видно, что растут впадины плотности. Рост впадин сопровождается укрупнением ионно-звуковой волны, в результате чего амплитуда гармоники $N_i = 3$ падает (Рис.24).

Из Рис.24 видно, что в $t/T_{oe} > 100$ начинают расти паразитные шумовые гармоники. В $t/T_{oe} > 250 - 300$ их амплитуда становится сравнимой с амплитудой гармоник $N_i = 6$ и 9 . Развитие ионных шумов приводит к росту энергии ионов (Рис 25), что позволяет определить интервал времени, где шумы не играют существенной роли. Из Рис.25 видно, что в случае 6-3 энергия ионов начинает заметно расти в $t/T_{oe} > 200 - 250$. Таким образом, можно ожидать, что в этом случае шумы не играют существенной роли в $t/T_{oe} < 200$. Действительно, по распределению $\tilde{n}(x)$ видно, что в $t/T_{oe} \leq 200$ искажение $\tilde{n}(x)$ шумами не очень велико (Рис.26). Отметим, что в рассмотренных выше случаях 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2 заметный рост энергии ионов наблюдается в $t/T_{oe} > 150 - 250$. Конверсия на шумовых возмущениях плотности приводит к возбуждению коротковолновых гармоник и затуханию, так что затухание поля в $t/T_{oe} > 200 - 250$ в этих случаях и в случае 6-3 является паразитным эффектом (Рис.1,3,17,19,21).

Вернемся к случаю 6-3. В этом случае модуляционная неустойчивость не приводит к коллапсу. Впадины плотности возрастают в 1.2-1.4 раза и в течение длительного времени остаются почти постоянными. Сохраняется и E_m – максимальное значение распределения поля. Изменение распределения поля во времени имеет довольно сложный характер, так

как определяется зависимостями $E^I(t)$, $E^N(t)$ (Рис.22,23). Кроме того, $E(x)$ меняется в течение плазменного периода таким образом, что максимальное возмущение последовательно проходит через все впадины. В результате $E(x)$ периодически достигает максимального значения E_m в той или иной впадине. На Рис.26 приведены $E(x)$ с максимальными E_m в некоторые моменты времени в интервале $t/T_{oe} \sim 20 - 150$. Из рис.26 видно, что максимальное поле E_m и глубина впадин \tilde{n}_m , а также форма распределений $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в этом интервале остаются практически постоянными. Значения E_m , \tilde{n}_m , а также плотность энергии $E_m^2/8\pi nT$ для невозмущенной n_o и возмущенной n_m плотности приведены в таблицах 4а,4б.

Таблица 4а. Максимум $E(x)$ и минимум $n(x)$.
Случай 5-2÷5-4. $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Случай	5 - 2	5 - 2а	5 - 3	5 - 4
\tilde{n}_o/n_o	0.01	0.02	0.05	0.10
t/T_{oe}	50	100	30 - 100	35 - 50
E_m	23.9	26.2	38.6 - 40.8	45.4 - 47 - 3
$\tilde{n}_m/n_o \cdot 10^{-2}$	1.8	3.5	10 - 12	24 - 25
n_m/n_o	0.98	0.97	0.88 - 0.90	0.75 - 0.76
$(E_m)^2/8\pi n_o T$	0.18	0.22	0.48 - 0.53	0.66 - 0.71
$(E_m)^2/8\pi n_m T$	0.19	0.23	0.53 - 0.60	0.87 - 0.95
\tilde{n}_m/n_o	1.8	1.8	2 - 2.4	2.4 - 2.5

E_m , \tilde{n}_m - максимальные значения $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в интервале времени t ; E - нормировано на $\frac{mrd}{eT_{oe}^2}$.

Таблица 4б. Максимум $E(x)$ и минимум $n(x)$.
Случай 6-1÷6-5. $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

Случай	6 - 1	6 - 2	6 - 3	6 - 4	6 - 5
\tilde{n}_o/n_o	0.005	0.01	0.05	0.10	0.20
t/T_{oe}	50	50	30 - 150	30 - 100	20 - 35
E_m	15.9	16.4	19 - 20	25 - 26	35 - 41.4
$\tilde{n}_m/n_o \cdot 10^{-2}$	0.54	1.1	6 - 7	15	29 - 30
n_m/n_o	0.995	0.989	0.93 - 0.94	0.85	0.70 - 0.71
$(E_m)^2/8\pi n_o T$	0.080	0.086	0.12 - 0.13	0.20 - 0.22	0.39 - 0.55
$(E_m)^2/8\pi n_m T$	0.081	0.087	0.12 - 0.14	0.23 - 0.25	0.55 - 0.78
\tilde{n}_m/n_o	1.1	1.1	1.2 - 1.4	1.5	1.5

Пояснения - см таблицу 4а.

Сохранение формы $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ и максимальных значений E_m , \tilde{n}_m в течение длительного времени в случае 6-3 показывает, что развитие модуляционной неустойчивости в этом случае приводит к формированию солитоноподобной структуры. Структуры такого типа наблюдались ранее [11а,б] при исследовании конверсии ленгмюровской волны малой амплитуды ($\lambda/r_d = 100$; $E_o = 11$; $E_o^2/8\pi n_o T = 4 \cdot 10^{-2}$ [11а] и $\lambda/r_d = 200$; $E_o = 13, 6$; $E_o^2/8\pi n_o T = 6 \cdot 10^{-2}$ [11б]) на возмущении плотности с малым n_o ($\tilde{n}_o/n_o < 0.1$).

В случаях 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2 распределения $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ подробно не анализировались. В таблицах 4а, 4б приведены максимальные значения $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в $t/T_{oe} = 50$ или 100 (хотя возможно они несколько отличаются от максимальных E_m , \tilde{n}_m), чтобы показать порядок величины плотности энергии в этих случаях. Из сравнения таблиц 4а, 4б и таблицы 3 видно, что приведенные значения E_m в этих случаях незначительно отличаются от соответствующих E_{mx}^I .

Как уже говорилось, в случаях 5-2, 5-2а, 6-1, 6-2 так же, как в случае 6-3, практически сохраняются во времени параметры волны БГК $E_{ср}^I$, E_{mx}^I и максимальные амплитуды гармоник конверсии (Рис.2,4,18,20) (небольшой рост гармоник $N = 5$ в $t > 200$ в случае 6-2 (Рис.20) обусловлен шумами). Это показывает, что и в этих случаях, возможно образуются солитоноподобные структуры. Сделать более определенный вывод не удастся, так как ионные шумы в этих случаях достигают уровня сравнимого с амплитудой начального возмущения плотности уже в $t/T_{oe} \sim 150 - 200$.

Случай 5-2, 5-2а можно сравнить со случаями 4-1, 4-2 с $n_b^o/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$ из работы [5]. В случаях 4-1 и 4-2 амплитуда волны БГК ($E_{ср}^I \sim 21$; $E_{mx}^I \sim 25$ и 26; $E_{mx}^2/8\pi n_o T \sim 0.20$ и 0.22) выше порога модуляционной неустойчивости, хотя и незначительно отличается от случаев 5-2 и 5-2а ($E_{ср}^I \sim 18.5$; $E_{mx}^I \sim 23$ и 22; $E_{mx}^2/8\pi n_o T \sim 0.17$ и 0.15). Развитие модуляционной неустойчивости волны БГК в случаях 4-1 и 4-2 приводит к коллапсу, причем E_{max} достигает величины $E_{max} \sim 63$ и 67, так что $E_{max}^2/8\pi n_o T \sim 1.3$ и 1.5, а \tilde{n}_{min} в обоих случаях достигает величины $\tilde{n}_{min}/n_o \sim 0.5$, так что $\tilde{n}_{min}/\tilde{n}_o \sim 98$ и 53 ([5] таблица 3). Сравнение с соответствующими величинами в случаях 5-2, 5-2а (таблица 4а) показывает, что эти случаи кардинально отличаются от случаев 4-1, 4-2 [5] с коллапсом.

Рассмотрим случай 5-3 с $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.05$ и случай 6-4 с $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$. Зависимость от времени амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии для этих случаев показана

на Рис.6,7,28,29. Из этих рисунков и таблиц 2а, 2б видно, что в этих случаях возбуждаются гармоники конверсии $N = 4, 7$ и $-(2, 5)$, заметную амплитуду имеют также гармоники $N = 10$ и -8 , причем амплитуда гармоник больше, чем в рассмотренных выше случаях.

Развитие конверсии в этих случаях приводит к модуляционной неустойчивости. Действительно, по кривым $\tilde{n}^N(t)$ (Рис.8,30) видно, что растут амплитуды гармоник $N_i = 6$ и 9 , а по распределению $\tilde{n}(x)$ (Рис.10,32) видно, что растут впадины плотности. Из-за увеличения начального возмущения плотности и амплитуд гармоник конверсии в случаях 5-3, 6-4 возрастает скорость развития модуляционной неустойчивости. В результате максимальная глубина впадин плотности заметно больше начальной и достигает величины $\tilde{n}_m/n_o \sim 0.10 - 0.12$ в случае 5-3 и ~ 0.15 в случае 6-4. Рост впадин сопровождается укрупнением ионно-звуковой волны, в результате чего амплитуда гармоник $N_i = 3$ падает, причем скорость падения больше, чем в случае 6-3 (Рис.8,24,30).

Модуляционная неустойчивость в случаях 5-3, 6-4, так же, как в случае 6-3, приводит к формированию солитоноподобной структуры. Действительно, в течение длительного времени мало меняются форма и максимальные значения распределения поля E_m и глубина впадин плотности \tilde{n}_m . Это видно по распределениям $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени (Рис 10, 32) и по таблицам 4а, 4б.

Одновременно с модуляционной неустойчивостью развивается укрупнение ионно-звуковой волны. В результате к $t/T_{oe} \sim 70 - 100$ амплитуды гармоник $N_i = 6$ и 9 становятся сравнимыми с $N_i = 3$ (Рис.8,30), а форма впадин плотности заметно меняется - впадины сужаются (Рис.10,32). Это приводит к изменению характера конверсии - энергия из более длинноволновых гармоник начинает перекачиваться в коротковолновые гармоники $N \geq |-8|; 10$ с фазовыми скоростями $V_{\Phi}^N/V \leq |-4, 4|; 3,6$, которые могут захватывать электроны плазмы. С течением времени в этот процесс включаются и более длинноволновые гармоники.

В таблицах 5а,5б приведены максимальные V_{max}^e и минимальные V_{min}^e скорости электронов плазмы, а также максимальные и минимальные скорости электронов пучка и ионов в $t/T_{oe} = 500$.

Из таблиц 5а, 5б видно, что в случаях 5-3 и 6-4 V_{max}^e, V_{min}^e заметно отличаются от случаев 5-2, 5-2а, 6 - 1 ÷ 6 - 3 в которых V_{max}^e, V_{min}^e определяются шумами. Сравнение V_{max}^e, V_{min}^e с фазовыми скоростями гармоник конверсии и анализ функции распределения электронов плазмы $f_e(V)$ показывает, что в случае 5-3 заметное число электронов захватывают гармоники конверсии $N \geq 7$ и $N \geq |-8|$ и несколько частиц захватывают гармоники $N = 4$ и -5 . В случае 6-4 заметное число элек-

тронов захватывают гармоники $N \geq 7$ и $\geq | - 11 |$ и несколько частиц – гармоники $N = 4$ и -8 .

Таблица 5а.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы и ионов в $t/T_{oe} = 500$.

Случай 5-2÷5-4. $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Случай	3 – 1[4]	5 – 2	5 – 2а	5 – 3	5 – 4
\tilde{n}_o/n_o	–	0.01	0.02	0.05	0.10
V_{max}^b/V_T	40.98	41.10	40.76	40.37	40.10
V_{min}^b/V_T	20.27	20.10	20.10	19.32	19.48
V_{max}^e/V_T	4.06	3.82	4.14	11.59	9.86
V_{min}^e/V_T	-3.68	-4.32	-4.15	-8.74	-9.25
V_{max}^i/V_T	0.10	0.10	0.10	0.14	0.17
V_{min}^i/V_T	-0.11	-0.10	-0.11	-0.13	-0.15
V_{max}^i/V_T^i	5.42	5.48	5.61	7.60	9.19
V_{min}^i/V_T^i	-5.79	-5.23	-6.11	-6.99	-8.31

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; $V_T/V_T^i = 54.783$.

Таблица 5б.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы и ионов в $t/T_{oe} = 500$.

Случай 6 – 1 ÷ 6 – 5. $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

Случай	6 – 1	6 – 2	6 – 3	6 – 4	6 – 5
\tilde{n}_o/n_o	0,005	0.01	0.05	0.10	0.20
V_{max}^b/V_T	39.06	39.11	38.70	38.39	36.96
V_{min}^b/V_T	22.59	22.56	22.34	22.50	21.47
V_{max}^e/V_T	3.58	3.57	4.34	9.20	9.22
V_{min}^e/V_T	-3.26	-3.32	-3.78	-5.36	-8.24
V_{max}^i/V_T	0.10	0.10	0.14	0.16	0.20
V_{min}^i/V_T	-0.10	-0.09	-0.11	-0.11	-0.11
V_{max}^i/V_T^i	5.28	5.72	7.52	8.63	10.82
V_{min}^i/V_T^i	-5.26	-4.78	-6.16	-6.13	-6.29

Пояснения - см таблицу 5а.

Захват и ускорение электронов приводят к затуханию электрического поля (Рис 5,27). В отличие от случаев 5-2, 5-2а, 6 – 1 ÷ 6 – 3 затухание в случаях 5-3, 6-4 не является паразитным эффектом. Действительно, затухание начинается в $t/T_{oe} < 100$, в то время, как шумы начинают играть существенную роль в $t/T_{oe} > 200 - 250$ (Рис.8,9,30,31), когда основное затухание уже прошло.

Рассмотрим случай 5-4 с $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$ и случай 6-5 с $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.20$. Зависимость от времени амплитуды основной волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии для этих случаев показана на Рис.12,13,34,35. Из этих рисунков и таблиц 2а,2б видно, что в этих случаях возбуждаются гармоники конверсии $N = 4, 7, 10$ и $-(2, 5, 8)$, причем амплитуда основных гармоник больше, чем в рассмотренных выше случаях.

Развитие конверсии приводит к модуляционной неустойчивости. В случаях 5-4, 6-5 характер развития модуляционной неустойчивости приближается к случаям 4-4, 4-5 ($n_b^o/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$ и $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$ и 0.20), рассмотренным в работе [5]. Действительно, по кривым $\tilde{n}^N(t)$ (Рис.14,36) видно, что амплитуды гармоник $N_i = 3, 6, 9$ растут и почти одновременно проходят через максимум в $t/T_{oe} \sim 40$ в случае 5-4 и в $t/T_{oe} \sim 30$ в случае 6-5. По распределению $\tilde{n}(x)$ (Рис 16, 38) видно, что глубина впадин растет и достигает значения $\tilde{n}_m/n_o = 0.25$ в случае 5-4 и ~ 0.30 в случае 6-5. Растет и плотность энергии во впадинах, достигая величины $E_m^2/8\pi n_m T \sim 0.95$ в случае 5-4 и ~ 0.78 в случае 6-5 (таблицы 4а,4б).

В случаях 5-4 и 4-4[5] с близкими n_b^o/n_o ($2.5 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-3}$) и одинаковыми $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$ близки и максимальные плотности энергии $E_m^2/8\pi n_m T \sim 0.95$ (случай 5-4) и ~ 1.09 (случай 4-4). В случаях 6-5 и 4-5 [5] с одинаковыми $\tilde{n}_o/n_o = 0.20$, но разными n_b^o/n_o ($1.2 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-3}$) различаются и $E_m^2/8\pi n_m T \sim 0.78$ (случай 6-5) и ~ 1.96 (случай 4-5).

В отличие от случаев 4-4, 4-5 [5] в случаях 5-4, 6-5 нет четко выраженных моментов времени t_{max} , когда достигается максимальная E_m , и t_{min} , когда максимальна \tilde{n}_m . В случаях 5-4, 6-5 модуляционная неустойчивость имеет тенденцию к формированию солитоноподобной структуры. Действительно, в $t/T_{oe} \sim 35 - 50$ в случае 5-4 и в $t/T_{oe} \sim 20 - 35$ в случае 6-5 E_m и \tilde{n}_m меняются незначительно (таблицы 4а, 4б). Однако, из-за больших амплитуд гармоник конверсии уже в $t/T_{oe} \sim 25 - 30$ начинается захват электронов плазмы гармониками $N = 7$ и -8 (это видно по фазовым плоскостям электронов), что приводит к затуханию электрического поля (Рис.11,33).

С течением времени в захвате электронов плазмы начинают участвовать и более длинноволновые гармоники конверсии. Сравнение V_{max}^e , V_{min}^e (таблицы 5а,5б) и фазовых скоростей гармоник конверсии и анализ функций распределения $f_e(V)$ показывает, что в случае 5-4 значительное число электронов захватывают гармоники $N \geq 4$ и $N \geq |-5|$. В случае 6-5 основную роль играют гармоники $N \geq 7$ и $N \geq |-8|$, а гармоники $N = 4$ и -5 захватывают небольшое число частиц.

Захват электронов плазмы и развитие сильной стохастической неустойчивости их движения приводит к затуханию гармоник конверсии (Рис.13,35) и дальнейшему затуханию поля. После значительного затухания поля в $t/T_{oe} > 70$ в случае 5-4 и в $t/T_{oe} > 60$ в случае 6-5 впадины плотности схлопываются и развивается ионно-звуковая турбулентность с широким спектром ионно-звуковых волн, так же, как в случаях 4-4, 4-5[5].

Кривые $\Delta W_i(t)$ (Рис.15,37) имеют регулярный характер, подобный случаям 4-4, 4-5 [5]. Систематический рост $\Delta W_i(t)$, обусловленный шумами, в случаях 5-4, 6-5 очень мал и наблюдается только в $t/T_{oe} > 300$. Это показывает, что паразитные эффекты в этих случаях не играют существенной роли.

По кривым $E^N(t)$ видно, что после основного затухания амплитуда волны $N_e = 1$ уменьшается очень медленно (Рис.12,34), а амплитуды гармоник конверсии устанавливаются на некотором постоянном в среднем уровне (рис 13,35), так же, как в случаях 4-4, 4-5 [5]. Ранее было показано, что это свидетельствует о формировании в плазме квазистационарных областей стохастического движения - "стохастических областей" на фазовой плоскости в районе областей захвата гармоник с $V_\phi > 0$ и $V_\phi < 0$ [12]. В таблице 6 приведены средние амплитуды E_{cp}^N и максимальные по огибающей $E^N(t)$ амплитуды E_{mx}^N волны $N_e = 1$ и гармоник конверсии в $t/T_{oe} \sim 450 - 500$, а также длины волн гармоник λ^N и фазовые скорости ленгмюровских волн с $\lambda = \lambda^N$ (напомним, что гармоники конверсии являются ленгмюровскими волнами [8,9]).

Границы стохастических областей можно оценить по максимальным и минимальным скоростям электронов плазмы и пробных частиц [4,5]. Задавались такие же, как в [4,5], пробные частицы ($e = m = 0$, e/m то же, что у электрона) с начальными скоростями $V_N^o/V_T = 2.84$ (40 частиц) и $V_N^o/V_T = -2.84$ (40 частиц), равномерно распределенные на $x \sim 0-200$. Анализ распределения пробных частиц на фазовой плоскости позволяет проследить развитие областей стохастического движения. В таблице 7 приведены максимальные и минимальные скорости пробных

частиц и электронов плазмы в $t/T_{oe} = 500$, соответствующие границам стохастических областей $V > 0$ и $V < 0$.

Таблица 6. Средние и максимальные амплитуды гармоник конверсии в $t/T_{oe} \sim 450 - 500$. Случай 5-4 и 6-5.

N	1	-2	4	-5	7	-8	10
λ^N/r_d	200	100	50	40	28.6	25	20
V_{Φ}^N/V_T	*	-16.1	6.2	-6.6	4.9	-4.4	3.6

Случай 5-4. $n_b/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$; $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$.							
$E_{ср}^N$	7.5	1.3	0.5	0.6	0.4	0.3	0.9
E_{mx}^N	8.7	2.5	1.5	1.7	0.8	1.1	0.8
V_{3mx}^N/V_T	5.3	3.2	1.1	1.1	0.6	0.7	0.5

Случай 6-5. $n_b/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$; $\tilde{n}_o/n_o = 0.20$.							
$E_{ср}^N$	2.7	0.5	0.5	0.4	0.4	0.3	0.3
E_{mx}^N	3.5	1.0	1.4	0.8	1.3	0.8	0.8
V_{3mx}^N/V_T	3.4	1.3	1.1	0.7	0.8	0.6	0.5

* - см таблицы 8а,8б.

λ^N - длина волны гармоник с номером N ; V_{Φ}^N - фазовая скорость ленгмюровской волны с $\lambda = \lambda^N$; $E_{ср}^N$, E_{mx}^N - средняя и максимальная амплитуда N -й гармоники по кривой $E^N(t)$; E нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 ; $V_3^N = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE\lambda}{m2\pi}}$.

Из таблицы 7 видно, что в случаях 5-4 и 6-5 стохастические области $V > 0$ и $V < 0$ не пересекаются. Действительно, нижняя граница области $V > 0$ в этих случаях $V/V_T \sim 1.0 - 1.1$, а верхняя граница области $V < 0$ $V/V_T \sim -(1 - 0.6)$. Из таблицы 7 видно также, что внешние и внутренние границы стохастических областей в случаях 5-4 и 6-5 различаются незначительно.

Отметим, что квазистационарный характер стохастических областей и примерное постоянство средних амплитуд гармоник конверсии поддерживается за счет притока энергии от конверсии и потерь энергии на затухание [12]. Эффект такого же типа наблюдается и на стадии основного затухания поля W_E . Действительно, из сравнения кривых $W(t)$ и $E^N(t)$ в случаях 5-4 и 6-5 (Рис.11,12 и Рис.33,34) видно, что амплитуда основных гармоник конверсии остается довольно большой до $t/T_{oe} \sim 100 - 120$ в интервале времени, где основная волна затухает, поле W_E падает, а энергия электронов растет.

Таблица 7. Границы и ширина стохастических областей в плазме
 $t/T_{oe} = 500$. Случай 5-4 ($n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$; $\tilde{n}_o/n_o = 0.10$)
и случай 6-5 ($n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$; $\tilde{n}_o/n_o = 0.20$).

Случай	5 – 4	6 – 5
Границы Область $V > 0$. $V_N^o/V_T = 2.84$		
Верхняя		
V_N^{max}/V_T	9.76	9.56
V_{max}^e/V_T	9.86	9.22
Нижняя		
V_N^{min}/V_T	0.99	1.08
Ширина области		
$\delta V_N/V_T$	8.77	8.48
$\delta V_e/V_T$	8.87	8.14
Область $V < 0$. $V_N^o/V_T = -2.84$		
Верхняя		
V_N^{max}/V_T	-1.00	-0.58
Нижняя		
V_N^{min}/V_T	-6.79	-7.32
V_{min}^e/V_T	-9.25	-8.24
Ширина области		
$\delta V_N/V_T$	5.79	6.74
$\delta V_e/V_T$	8.25	7.66

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

В случаях с затуханием 5-3, 5-4, 6-4, 6-5 полного затухания волны $N_e = 1$ не происходит. По кривым $E^I(t)$ (Рис.6,12,28,34) видно, что в этих случаях после основного затухания средняя амплитуда волны $N_e = 1$ устанавливается на некотором постоянном уровне или очень медленно затухает. При этом волна $N_e = 1$ имеет характер волны БГК. Действительно, на функциях распределения электронов пучка $f_b(V)$ сохраняется пик, свидетельствующий о сохранении сгустка захваченных электронов (вид функции распределения подобен случаям, рассмотренным в работах [4,5]). Сохраняет вид пика и распределение плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$ (Рис.10,16,32,38, $t/T_{oe} = 500$).

Отметим, что в этих случаях затухание начинается, когда волна БГК еще не успела сформироваться, так что формирование волны БГК продолжается параллельно с развитием конверсии, модуляционной неустойчивости и затухания.

В случаях 5-2÷5-3, 6-1÷6-4 в $t/T_{oe} > 200 - 300$ существенную роль играют ионные шумы. Эти случаи можно рассматривать как случаи, когда волна БГК сформировалась или формируется в спокойной плазме, а в $t/T_{oe} > 200 - 300$ попадает в область возмущенной плазмы с широким спектром ионно-звуковых колебаний. Возмущения плотности приводят к конверсии и затуханию волны. Однако, и при этом волна $N_e = 1$ сохраняет квазистационарность (Рис.2,4,6,18,20,22,28) и характер волны БГК (Рис.10,26,32, $t/T_{oe} = 500$). Параметры волны БГК в $t/T_{oe} \sim 450 - 500$ приведены в таблицах 8а, 8б. Приведены средние E_{cp}^I и максимальные E_{mx}^I по огибающей кривой $E^I(t)$ амплитуды, а также грубая оценка фазовой скорости волны по положению пика $f_b(V)$ в $t/T_{oe} = 500$ (см [4,5]).

Из таблиц 8а,8б видно, что E_{cp}^I , E_{mx}^I , V_{Φ}^I практически одинаковы в случаях 3-1[4], 5-2, 5-2а с $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$ и в случаях 6-1, 6-2, 6-3 с $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$. В случаях с затуханием 5-3, 5-4 ($n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$) и 6-4, 6-5 ($n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$) амплитуды E_{cp}^I , E_{mx}^I уменьшаются. Немного

Таблица 8а. Параметры волны БГК $N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 450 - 500$.

Случай 5-2÷5-4. $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Случай	3 - 1[4]	5 - 2	5 - 2а	5 - 3	5 - 4
\tilde{n}_o/n_o	—	0.01	0.02	0.05	0.10
V_{Φ}^I/V_T	30.6	30.1	29.3	27.7	26.7
E_{mx}^I	20	21	21	19.6	8.7
$V_{зmx}^I/V_T$	8.0	8.2	8.2	8.0	5.3
$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \cdot 10^{-2}$	13	14	14	12	2.4
E_{cp}^I	17.4	18	18	14.6	7.5
$V_{зcp}^I/V_T$	7.5	7.6	7.6	6.9	4.9
$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \cdot 10^{-2}$	9.7	10	10	6.8	1.8

V_{Φ}^I - фазовая скорость волны $N_e = 1$ - грубая оценка по положению пика функции распределения b - электронов в $t/T_{oe} = 500$; E_{mx}^I , E_{cp}^I - максимальные и средние амплитуды волны $N_e = 1$ в интервале времени t по кривой $E^I(t)$; E нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; $V_{з} = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE\lambda}{m2\pi}}$.

**Таблица 8б. Параметры волны БГК $N_e = 1$ в $t/T_{oe} \sim 450 - 500$.
Случай 6-1÷6-5. $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.**

Случай	6-1	6-2	6-3	6-4	6-5
\tilde{n}_o/n_o	0,005	0.01	0.05	0.10	0.20
V_{Φ}^I/V_T	30.1	30.1	29.1	28.2	27.2
E_{mx}^I	13	13	12	6.2	3.5
V_{zmx}^I/V_T	6.5	6.5	6.2	4.5	3.4
$(E_{mx}^I)^2/8\pi n_o T \cdot 10^{-2}$	5.4	5.4	4.6	1.2	0.4
E_{cp}^I	11	11	10	5.1	2.7
V_{zcp}^I/V_T	6.0	6.0	5.7	4.1	3.0
$(E_{cp}^I)^2/8\pi n_o T \cdot 10^{-2}$	3.9	3.9	3.2	0.8	0.2

Пояснения - см таблицу 8а.

уменьшается и фазовая скорость. В работах [4,5] показано, что это связано с перестройкой волны БГК, когда возмущение плотности становится достаточно большим – $\tilde{n}/n_o \geq 0.1 - 0.2$ [13]. Действительно, из таблиц 4а, 4б видно, что в этих случаях возмущение плотности достигает величины $\tilde{n}_m/n_o \sim 0.1 - 0.3$.

С перестройкой волны БГК [13] связан и рост потерь энергии пучка ΔW_b при увеличении \tilde{n}_o (и соответственно увеличении \tilde{n}_m). Это видно из таблиц 9а, 9б, в которых приведены энергии ΔW_b , W_E , ΔW_e , ΔW_i в $t/T_{oe} = 500$.

Из таблиц 9а,9б видно, что в случаях 5-4, 6-4, 6-5 $\Delta W_e \sim \Delta W_b$, т.е. практически вся энергия, потерянная электронами пучка, поглощается электронами плазмы. Анализ функций распределения электронов плазмы показывает, что в этих случаях, так же, как в случаях, рассмотренных в работе [5], энергия поглощается "короткими" хвостами ($V_{max}^e < V_{\Phi}^I$) ускоренных электронов (таблицы 5а, 5б), а температура основной части электронов плазмы практически не меняется.

Модуляционная неустойчивость волны БГК и модуляционная неустойчивость, обусловленная конверсией волны БГК на возмущении плотности, изучались ранее [14]. Проводились численные эксперименты, в которых в начальный момент времени задавался не пучок электронов, а сразу волна БГК. Задавалась волна БГК с областью захвата, равномерно заполненной b-электронами, с длиной волны $\lambda/r_d = L/r_d = 200$, и возмущение плотности (ионно-звуковая волна) с $\lambda_i/r_d = 66.7$, $N_i = L/\lambda_i = 3$.

Таблица 9а.

Энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e, \Delta W_i$ в $t/T_{oe} = 500$.

Случаи 5-2÷5-4. $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$; $W_b^o/W_e^o = 2.59$; $W_i^o/W_e^o = 3.34 \cdot 10^{-2}$..

Случай	3 – 1[4]	5 – 2	5 – 2а	5 – 3	5 – 4
\tilde{n}_o/n_o	–	0.01	0.02	0.05	0.10
$\Delta W_b/W_e^o$	0.26	0.24	0.26	0.36	0.53
$W_E/W_e^o \cdot 10^{-2}$	9.57	8.86	7.56	7.31	2.34
$\Delta W_e/W_e^o$	0.16	0.16	0.19	0.29	0.51
$\Delta W_i/W_e^o \cdot 10^{-3}$	2.68	2.64	2.94	4.09	5.99
$\Delta W_b/W_b^o$	0.10	0.09	0.10	0.14	0.21
$W_E/W_b^o \cdot 10^{-2}$	3.69	3.42	2.91	2.82	0.90
$\Delta W_e/W_b^o$	0.06	0.06	0.07	0.11	0.20
$\Delta W_i/W_b^o \cdot 10^{-3}$	1.03	1.02	1.13	1.58	2.31
$\Delta W_i/W_i^o$	0.08	0.08	0.09	0.12	0.18

Пояснения - см таблицу 1а.

Таблица 9б.

Энергии $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e, \Delta W_i$ в $t/T_{oe} = 500$.

Случаи 6-1÷6-5. $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$; $W_b^o/W_e^o = 1.24$; $W_i^o/W_e^o = 3.34 \cdot 10^{-2}$..

Случай	6 – 1	6 – 2	6 – 3	6 – 4	6 – 5
\tilde{n}_o/n_o	0,005	0.01	0.05	0.10	0.20
$\Delta W_b/W_e^o$	0.12	0.11	0.13	0.17	0.28
$W_E/W_e^o \cdot 10^{-2}$	5.00	4.59	4.07	0.98	0.40
$\Delta W_e/W_e^o$	0.07	0.07	0.10	0.17	0.28
$\Delta W_i/W_e^o \cdot 10^{-3}$	1.83	1.81	3.08	6.43	29.6
$\Delta W_b/W_b^o$	0.09	0.09	0.11	0.14	0.23
$W_E/W_b^o \cdot 10^{-2}$	4.01	3.69	3.27	0.79	0.32
$\Delta W_e/W_b^o$	0.05	0.05	0.08	0.11	0.22
$\Delta W_i/W_b^o \cdot 10^{-3}$	1.47	1.45	2.47	5.17	23.8
$\Delta W_i/W_i^o$	0.05	0.05	0.09	0.19	0.89

Пояснения - см таблицу 1а.

Рассматривались случаи с разной амплитудой волны БГК E_o^I и разными \tilde{n}_o/n_o :

$$1. E_o^I = 13.6; (E_o^I)^2/8\pi n_o T = 0.059; V_{\Phi}^I/V_T = 28.1.$$

Случай	2	2-2	4-2	6-2	8-2	10-2	12-2
\tilde{n}_o/n_o	-	0.01	0.04	0.10	0.30	0.60	0.90

$$2. E_o^I = 25; (E_o^I)^2/8\pi n_o T = 0.20; V_{\Phi}^I/V_T = 27.9.$$

Случай	4	14-2	16-2
\tilde{n}_o/n_o	-	0.01	0.04

$$3. E_o^I = 30; (E_o^I)^2/8\pi n_o T = 0.29; V_{\Phi}^I/V_T = 30.1.$$

Случай	6	18-2
\tilde{n}_o/n_o	-	0.01

Развитие волны БГК прослеживалось до $t/T_{oe} = 100$.

Результаты, полученные в работе [14], согласуются с результатами настоящей работы и работ [4,5], в которых волна БГК формируется в результате развития пучковой неустойчивости. Действительно, в работе [14] найдено, что в случаях без возмущения плотности волна БГК остается устойчивой в случае 2, когда ее амплитуда $E_o^I = 13.6$ ниже порога модуляционной неустойчивости, найденного в работе [4] ($E_{mx}^I \geq 25$; $E_{cp}^I \geq 21$). В случае 6 [14], когда амплитуда $E_o^I = 30$ выше порога, действительно, развивается модуляционная неустойчивость. В случае 4 [14], когда амплитуда волны БГК $E_o^I = 25$ близка к пороговой, модуляционная неустойчивость не проявляется до $t/T_{oe} = 100$. Это не противоречит случаю 3-2 в работе [4] с близкими параметрами волны БГК, так как модуляционная неустойчивость вблизи порога развивается медленно и в случае 3-2 проявляется только в $t/T_{oe} > 200$.

В случаях с амплитудой волны БГК выше пороговой задание возмущения плотности (ионно-звуковой волны) приводит к более быстрому развитию модуляционной неустойчивости волны БГК. Это наблюдается как в случаях 6 [14] без возмущения плотности и 18-2 [14] с

$\tilde{n}_o/n_o = 0,01$, так и в случаях 3-2 [4] без возмущения плотности и 4-1, 4-2 [5] с $\tilde{n}_o/n_o = 0,005$ и 0.01 . При этом развитие модуляционной неустойчивости во всех случаях имеет характер коллапса.

Согласуются и результаты по модуляционной неустойчивости, обусловленной конверсией. Сравнение параметров волны БГК в случаях 6-1, 6-2, 6-3 $E_{mx}^I \sim 14 - 15$; $E_{cp}^I \sim 11.7$ (таблица 3) и в серии 1 с $E_o^I = 13.6$ в работе [14] показывает, что они близки. Сравнение двух серий 6-1 ÷ 6-5 и серии 1 [14] показывает, что развитие конверсии и обусловленной конверсией модуляционной неустойчивости при одинаковых или близких \tilde{n}_o/n_o в двух сериях имеет одинаковый характер. Действительно, при $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.05$ (случаи 2-2, 4-2 [14] и 6-1, 6-2, 6-3) волна БГК остается стабильной, а модуляционная неустойчивость не играет существенной роли или приводит к формированию солитоноподобной структуры. При $\tilde{n}_o/n_o \sim 0.1$ (случаи 6-2 [14] и 6-4) начинает играть роль затухание на коротковолновых гармониках конверсии, а при $\tilde{n}_o/n_o \sim 0,2 - 0,3$ (случаи 6-5 и 8-2[14]) развитие модуляционной неустойчивости приобретает характер коллапса.

Параметры волны БГК в случаях 4-1, 4-2 $E_{mx}^I \sim 25 - 26$, $E_{cp}^I \sim 21$ ([5], таблица 2) близки к случаям серии 2 с $E_o^I = 25$ в работе [14]. Развитие конверсии и модуляционной неустойчивости при одинаковых или близких \tilde{n}_o/n_o в этих случаях также имеет одинаковый характер. Так в случаях 14-2 [14] и 4-2 [5] с $\tilde{n}_o/n_o = 0.01$ модуляционная неустойчивость, обусловленная конверсией, не играет существенной роли до $t/T_{oe} = 100$ (модуляционная неустойчивость самой волны БГК в случае 4-2 [5] проявляется только в $t/T_{oe} > 150$). При $\tilde{n}_o/n_o \sim 0.04 - 0.05$ (случаи 16-2 [14] и 4-3 [5]) модуляционная неустойчивость, обусловленная конверсией, приводит к коллапсу.

В случаях с амплитудой волны ниже пороговой развитие модуляционной неустойчивости приобретает характер коллапса при разных \tilde{n}_o (назовем их \tilde{n}_c) в зависимости от амплитуды волны БГК, причем при увеличении амплитуды \tilde{n}_c уменьшается.

Действительно, в серии 1 с $E_o^I = 13.6$ [14] коллапс не наблюдается в случаях 2-2, 4-2, 6-2 с $\tilde{n}_o/n_o \leq 0.10$ и наблюдается в случае 8-2 с $\tilde{n}_o/n_o = 0.30$, так что $0.1 < \tilde{n}_c/n_o \leq 0.3$. В серии 6-1 ÷ 6-5 с $E_{mx}^I \sim 14 - 15$ в настоящей работе \tilde{n}_c имеет близкое значение $0.1 < \tilde{n}_c/n_o \leq 0.2$ (случаи 6-4 и 6-5).

В серии 5-2 ÷ 5-4 с $E_{mx}^I \sim 22 - 23$ в настоящей работе \tilde{n}_c имеет значение $0.05 < \tilde{n}_c/n_o \leq 0.10$ (случаи 5-3 и 5-4).

Еще меньше значение \tilde{n}_c в серии 2 с $E_o^I = 25$ [14] $-0.01 < \tilde{n}_c/n_o \leq 0.04$

(случаи 14-2 и 16-2[14]) и в близкой к серии 2 серии $4 - 1 \div 4 - 5$ с $E_{mx}^I \sim 25 - 26$ из работы [5] $-0.01 < \tilde{n}_c/n_o \leq 0.05$ (случаи 4-2 и 4-3 [5]).

Таким образом, результаты работы [14], в которой исследовалась волна БГК, согласуются с настоящей работой и работами [4,5], в которых волна БГК формируется в результате развития неустойчивости пучка электронов в плазме.

Список литературы

- [1] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринт ИЯФ 98-36, Новосибирск, 1998.
- [2] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 98-37, 98-38, Новосибирск, 1998.
- [3] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 98-79, 98-80, Новосибирск, 1998.
- [4] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринты ИЯФ 2002-5, 2002-6 Новосибирск, 2002.
- [5] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринт ИЯФ 2003-4, Новосибирск, 2003.
- [6] Н.Г. Мациборко, И.Н. Онищенко, Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. – ЖЭТФ 63, 874, 1972.
- [7] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. – Препринты ИЯФ N 95-23, N 95-24, Новосибирск, 1995.
- [8] P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson. – Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
- [9] N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. – Physica Scripta 24, 566, 1981.
- [10] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринт ИЯФ 99-21, Новосибирск, 1999.
- [11a] Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Препринты ИЯФ 81-40, 81-43, Новосибирск, 1981.
- [11б] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринт ИЯФ 97-28, Новосибирск, 1997.
- [12] Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин. Препринты ИЯФ 99-22, 1999; 2000-6, 2000-58, Новосибирск, 2000.
- [13] Н.С. Бучельникова, Б.Н. Лазеев. Препринты ИЯФ N 94-49, N 94-50, N 94-51, Новосибирск, 1994.
- [14] Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова. Препринты ИЯФ 97-28, 97-29, 97-30, 97-31, Новосибирск, 1997.

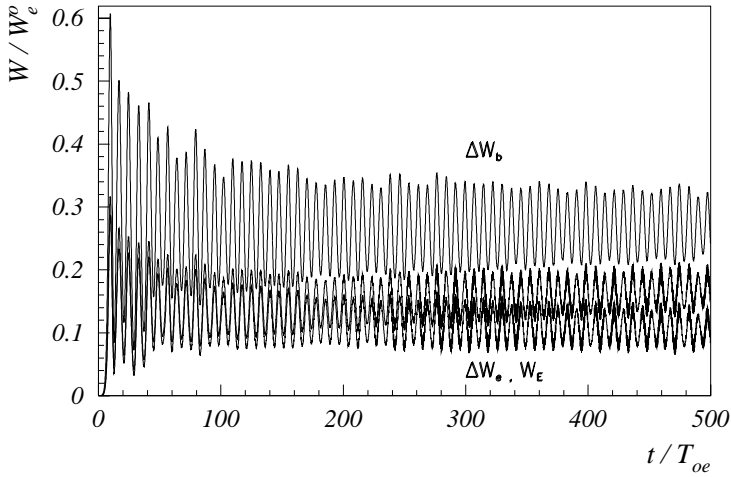


Рис. 1: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 5-2.

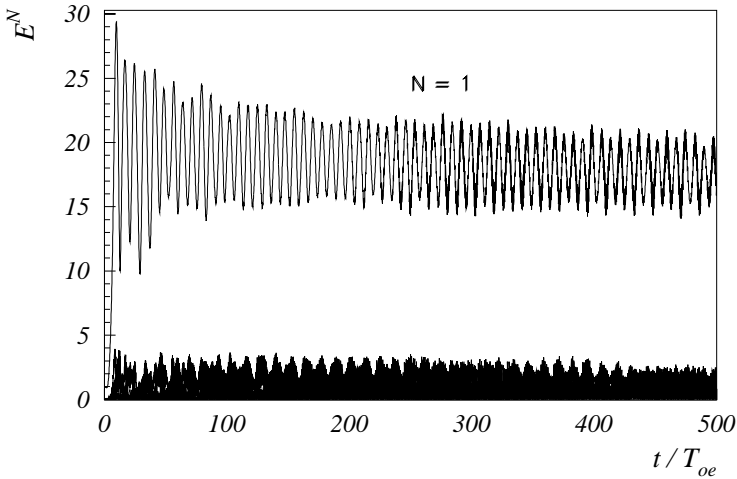


Рис. 2: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 5-2.

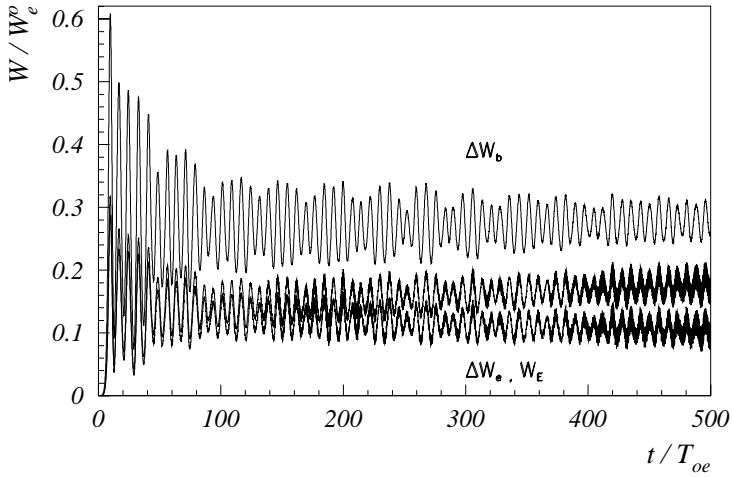


Рис. 3: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 5-2а.

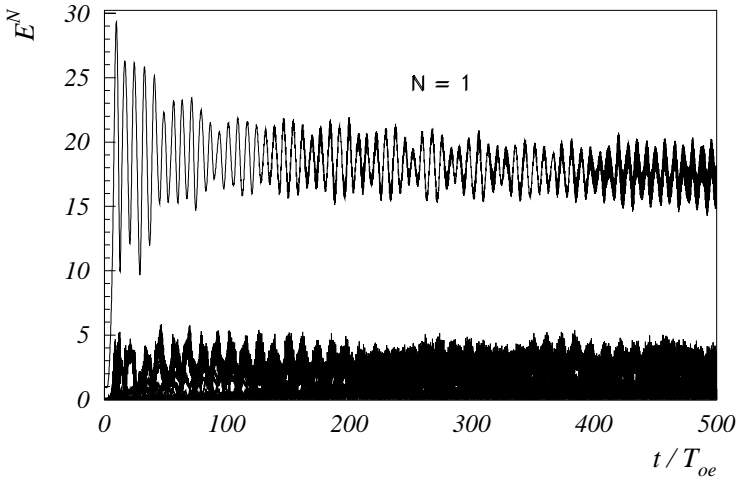


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 5-2а.

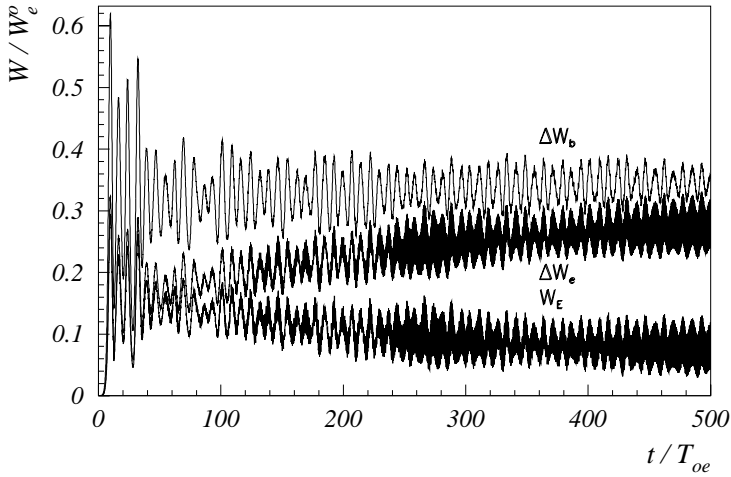


Рис. 5: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 5-3.

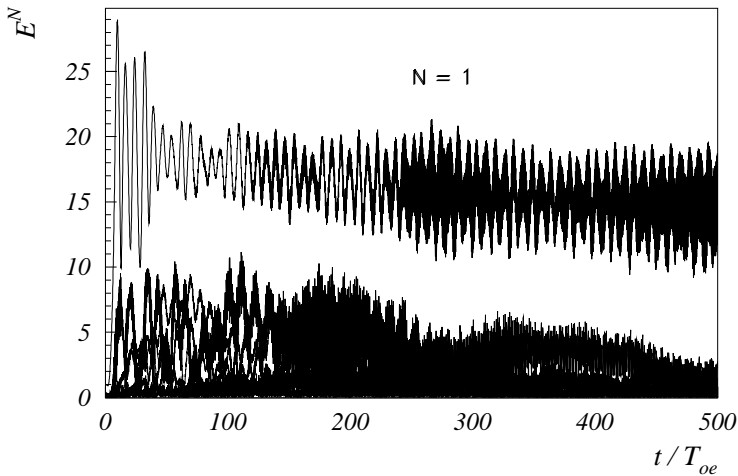


Рис. 6: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 5-3.

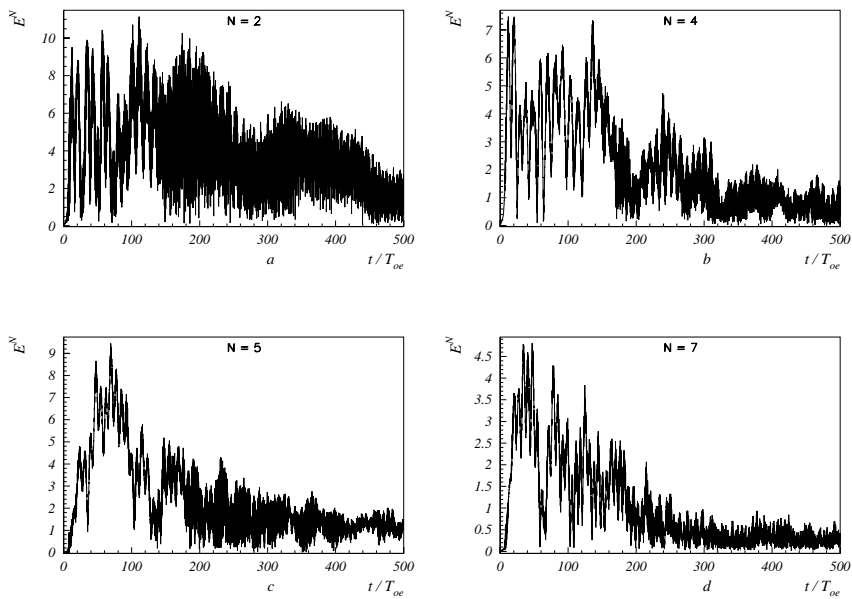


Рис. 7: Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 5-3.

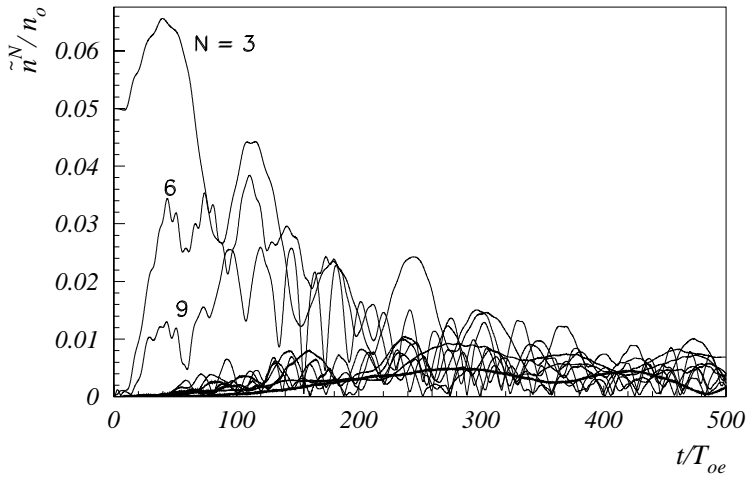


Рис. 8: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 10$. Случай 5-3.

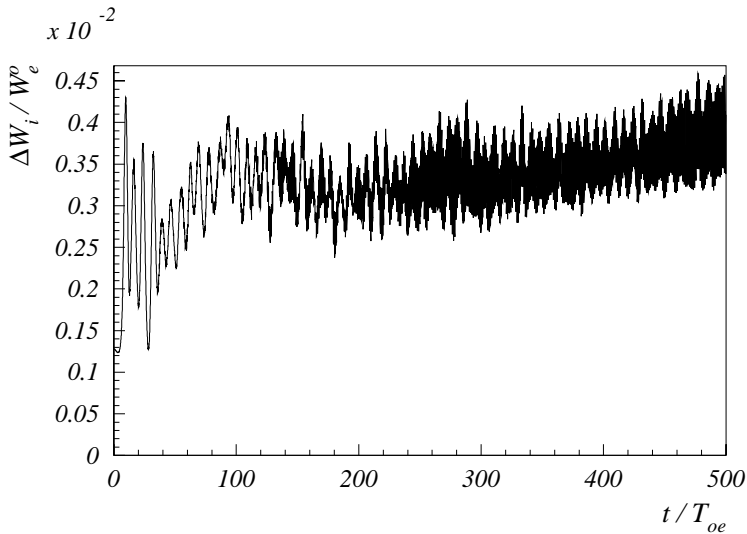


Рис. 9: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$. Случай 5-3.

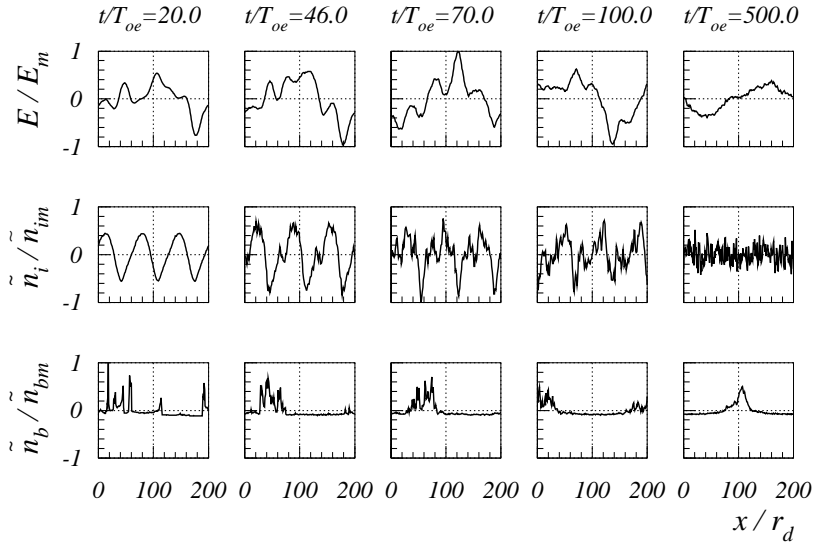


Рис. 10: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 5-3. $E_m = 40.79$, $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.12$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 8.57$; $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

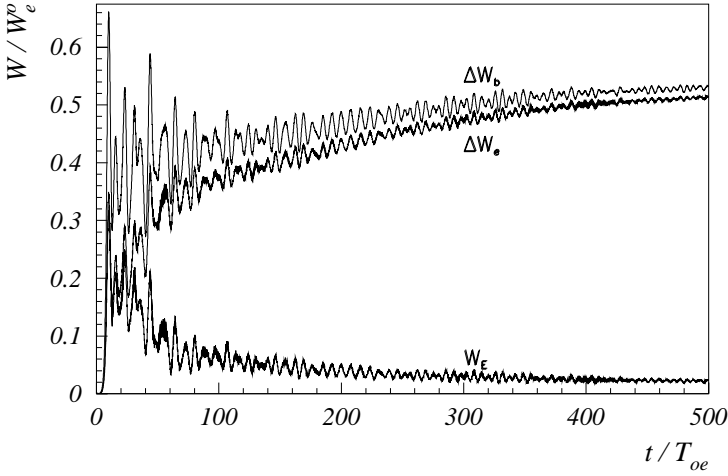


Рис. 11: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 5-4.

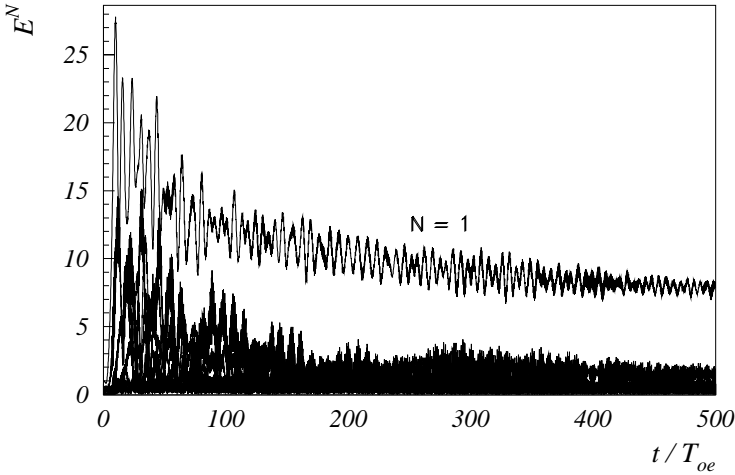


Рис. 12: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 5-4.

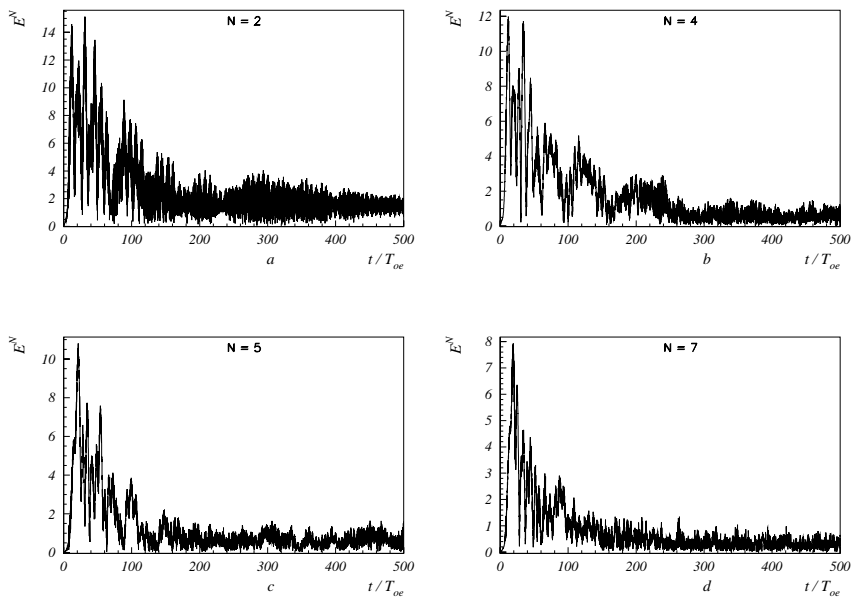


Рис. 13: Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 5-4.

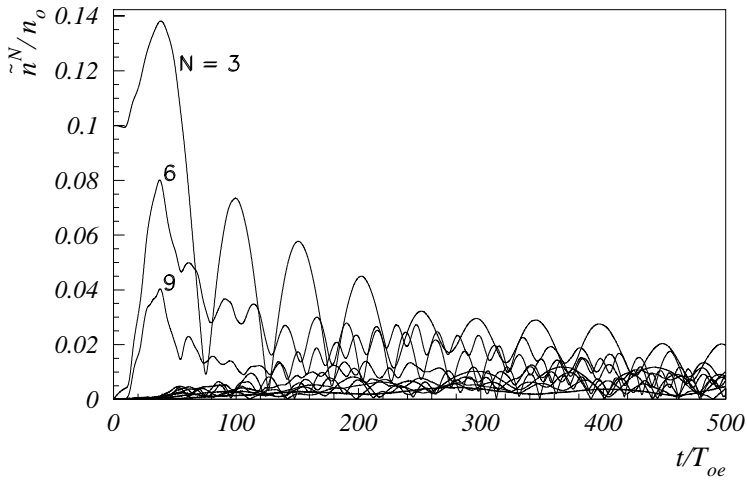


Рис.14: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 10$. Случай 5-4.

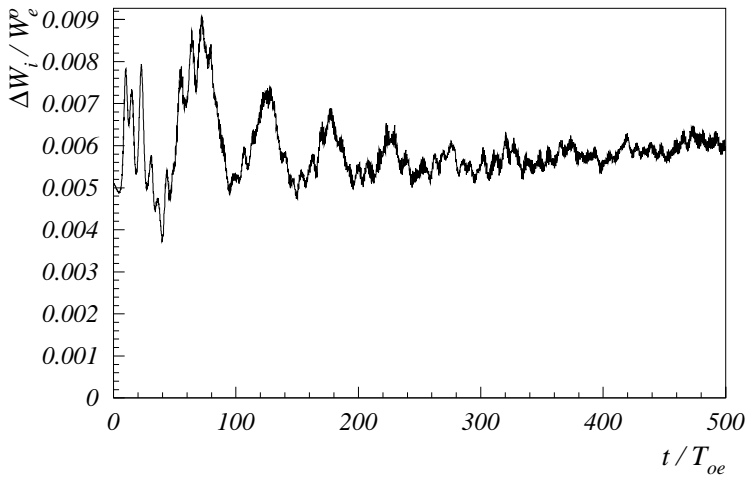


Рис. 15: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$. Случай 5-4.

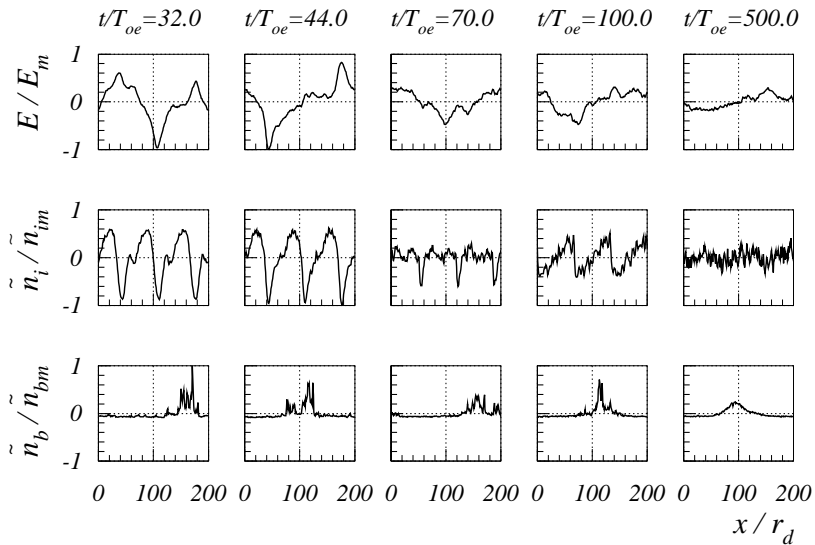


Рис. 16: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 5-4. $E_m = 45.38$, $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.25$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 10.14$; $n_b^o/n_o = 2.5 \cdot 10^{-3}$.

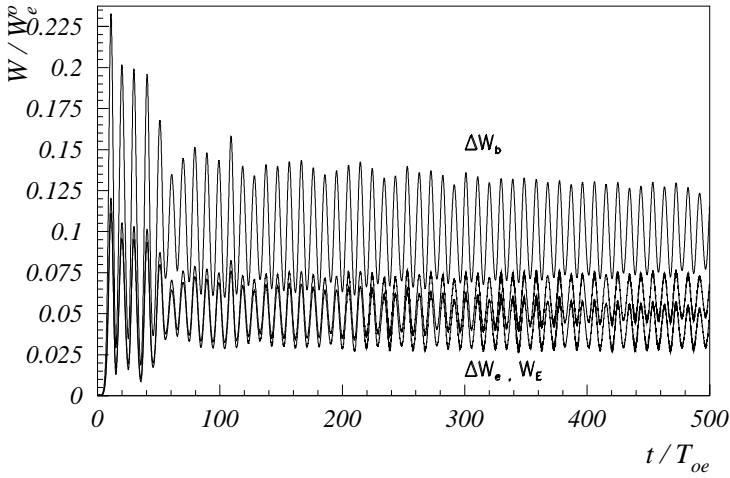


Рис. 17: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 6-1.

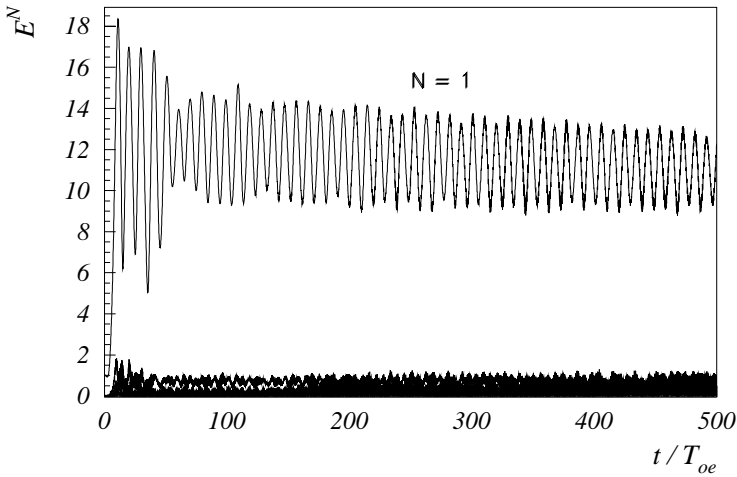


Рис. 18: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 6-1.

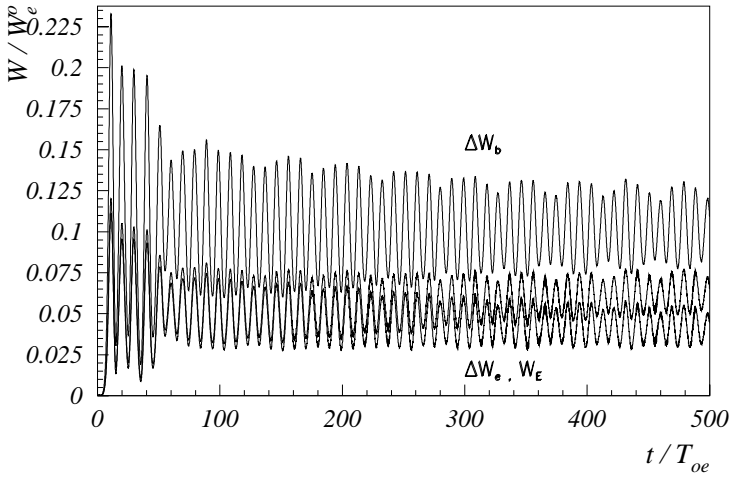


Рис. 19: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 6-2.

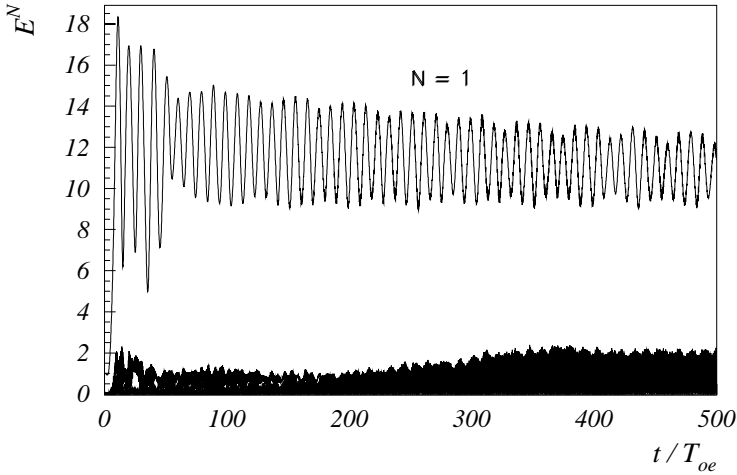


Рис. 20: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 6-2.

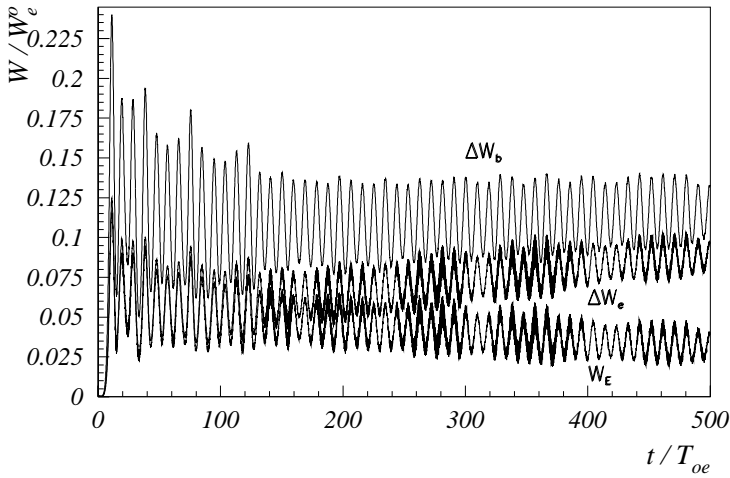


Рис. 21: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 6-3.

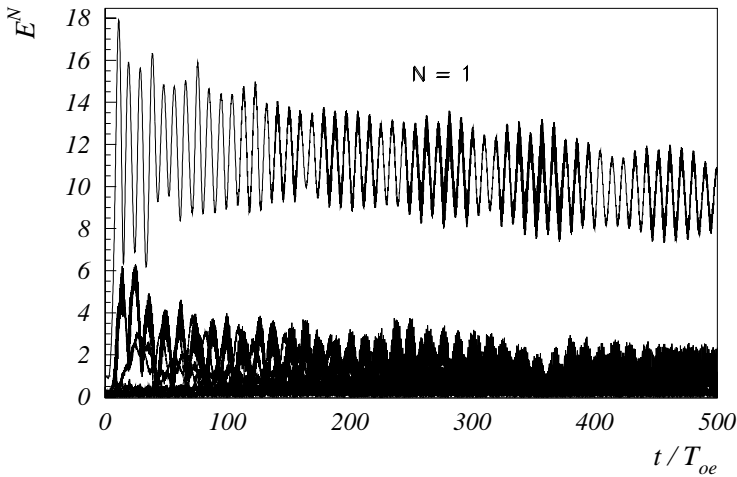


Рис. 22: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 6-3.

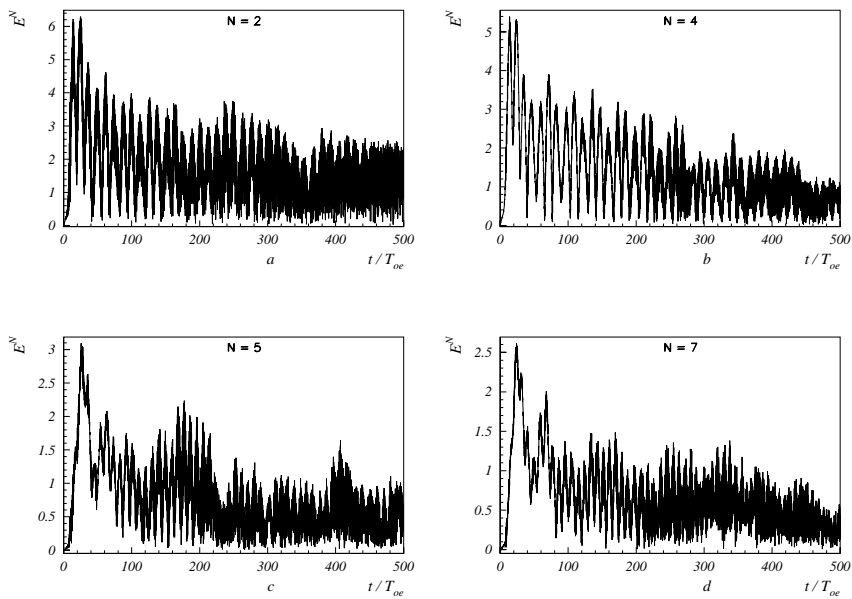


Рис. 23: Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 6-3.

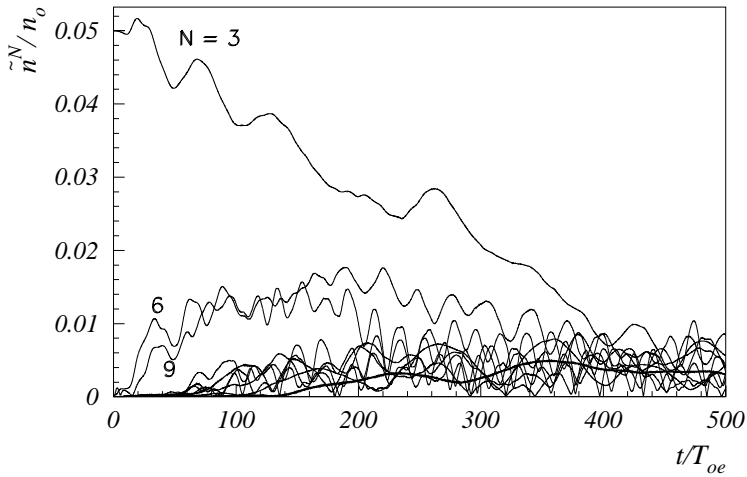


Рис. 24: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 10$. Случай 6-3.

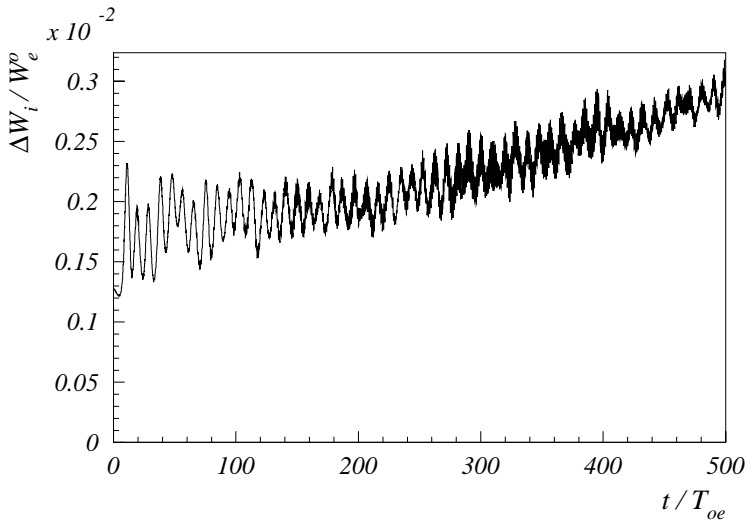


Рис. 25: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^0$. Случай 6-3.

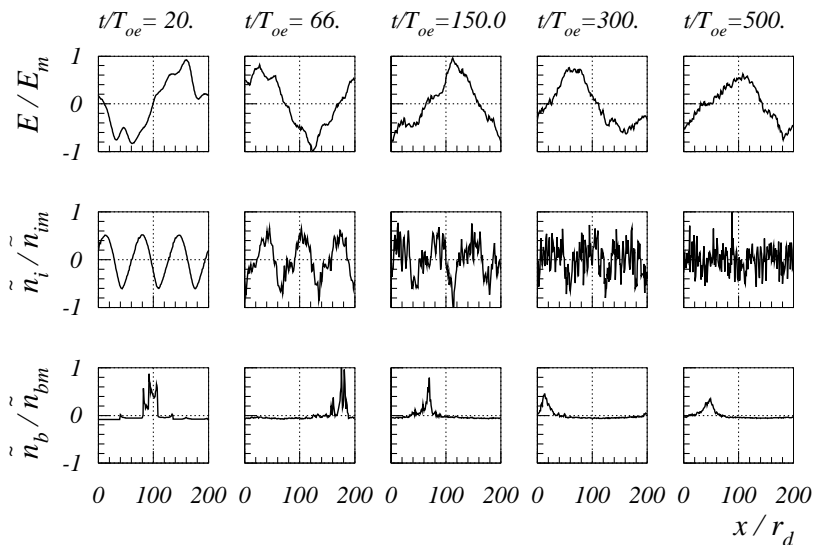


Рис.26: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 6-3. $E_m = 20.05$, $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.10$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 11.56$; $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

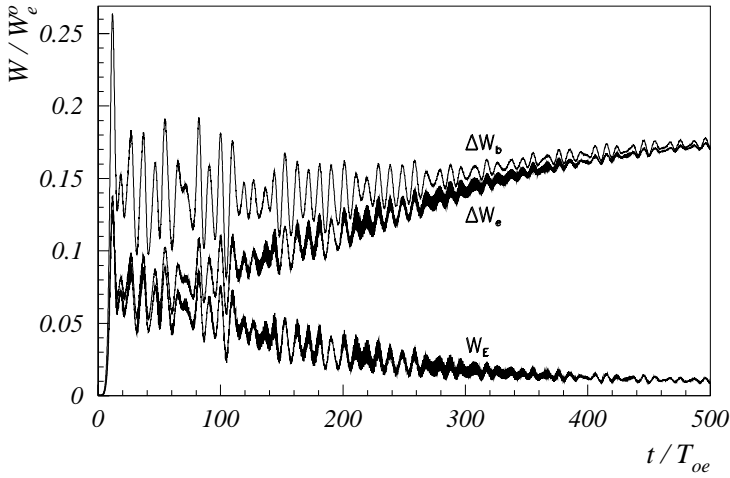


Рис. 27: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 6-4.

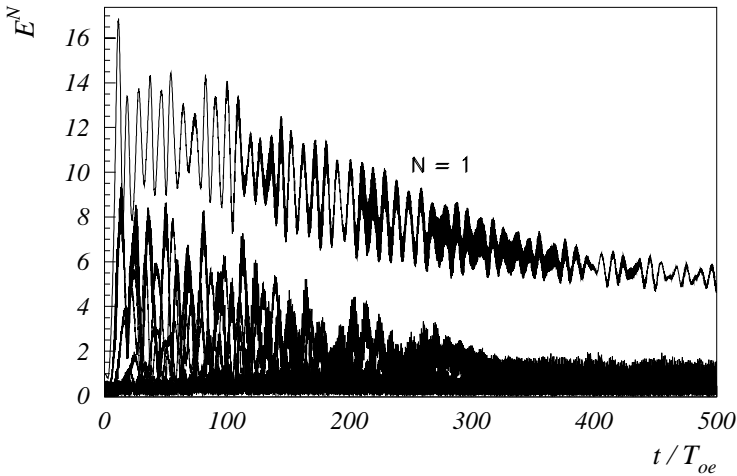


Рис. 28: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 6-4.

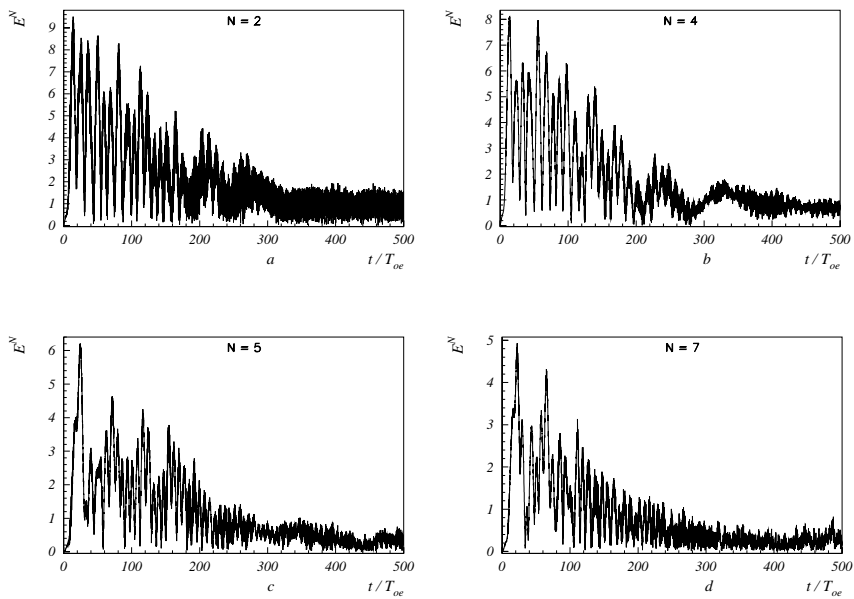


Рис. 29: Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 6-4.

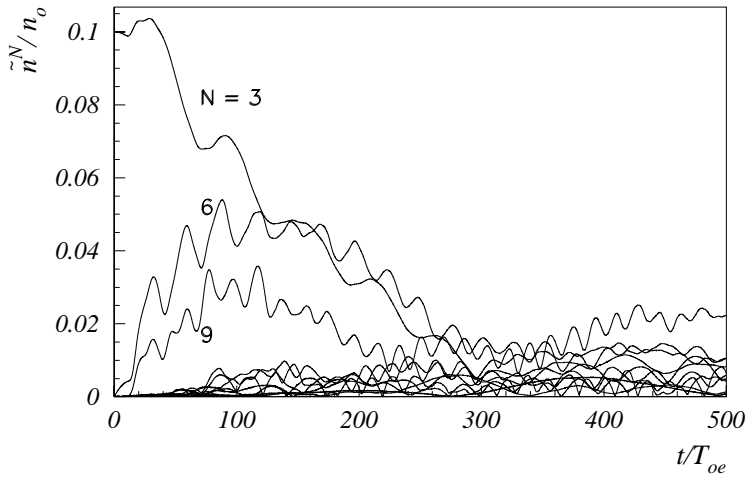


Рис. 30: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 10$. Случай 6-4.

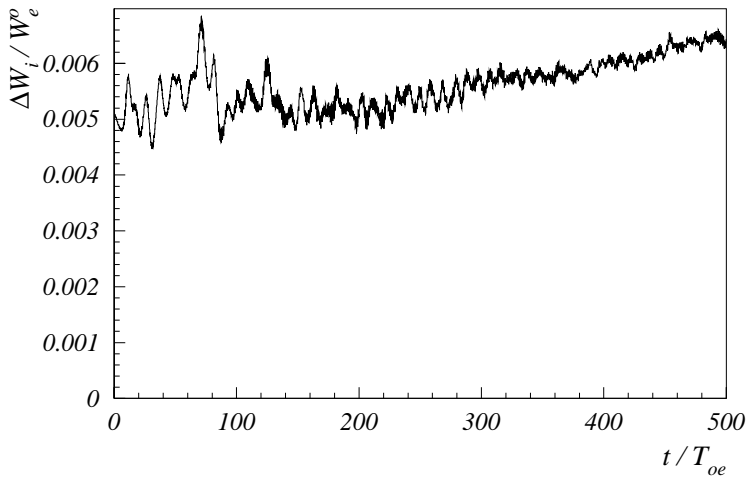


Рис. 31: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$. Случай 6-4.

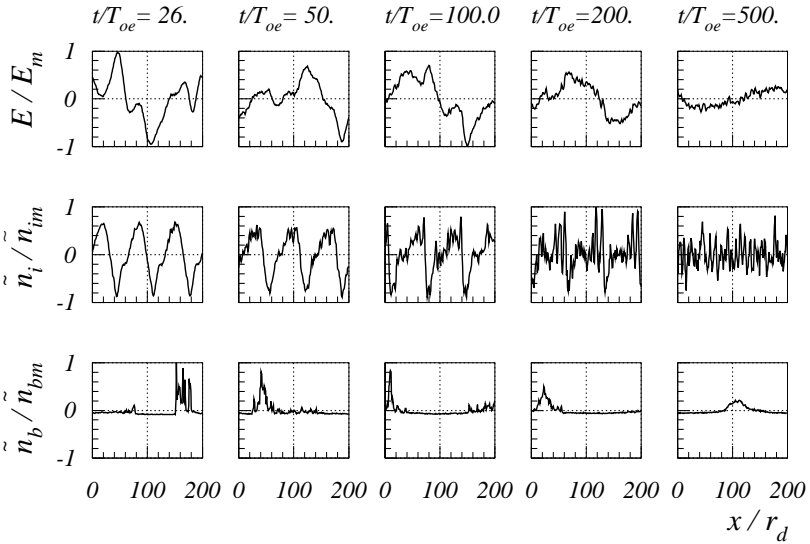


Рис. 32: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 6-4. $E_m = 25.44$, $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.17$, $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 10.62$; $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

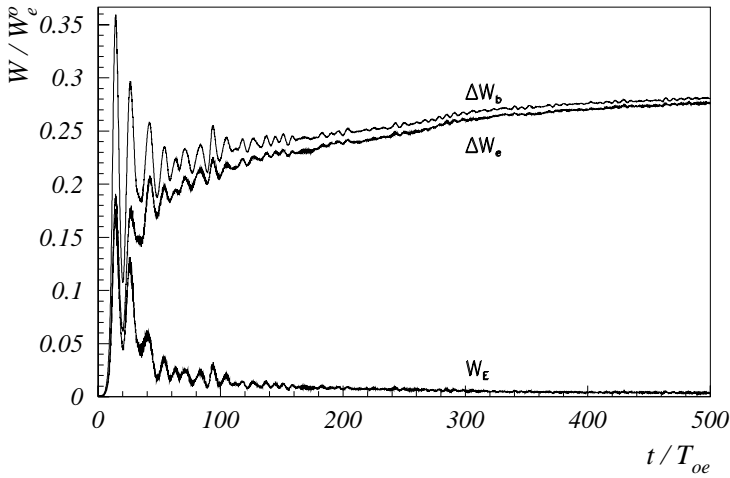


Рис. 33: Зависимость от времени энергии электрического поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$. Случай 6-5.

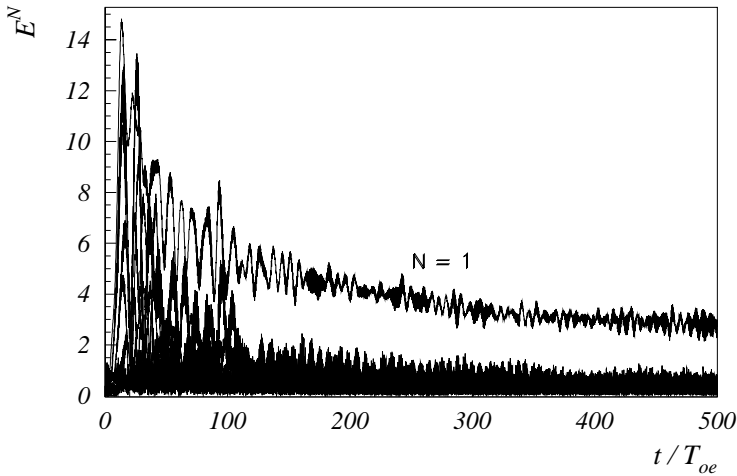


Рис. 34: Зависимость от времени амплитуды волны $N_e = 1$ и гармоник $N_e = 2 \div 10$. Случай 6-5.

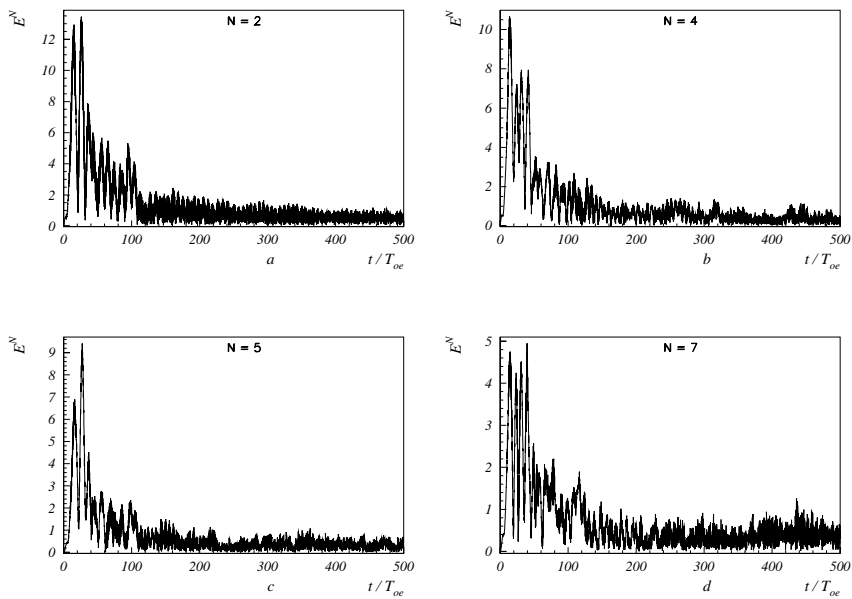


Рис. 35: Зависимость от времени амплитуды гармоник. Случай 6-5.

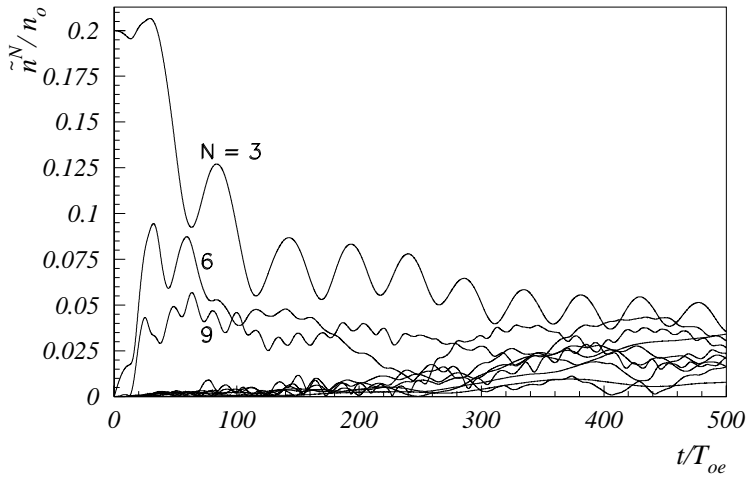


Рис. 36: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов $N_i = 1 \div 10$. Случай 6-5.

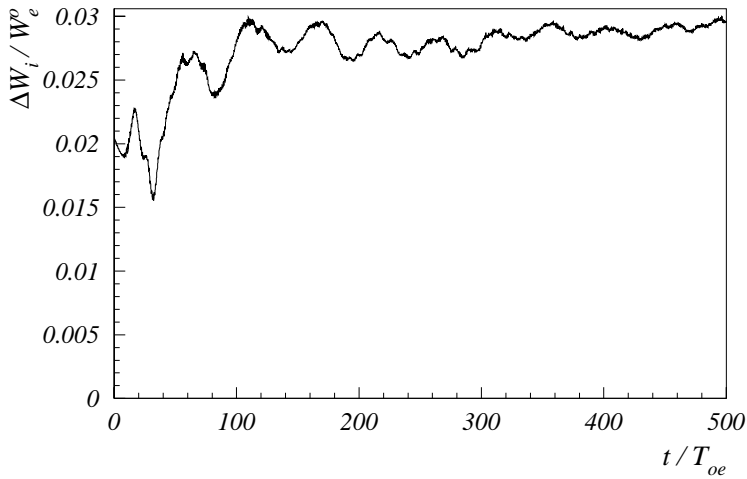


Рис. 37: Зависимость от времени энергии ионов $\Delta W_i = W_i - W_i^o$. Случай 6-5.

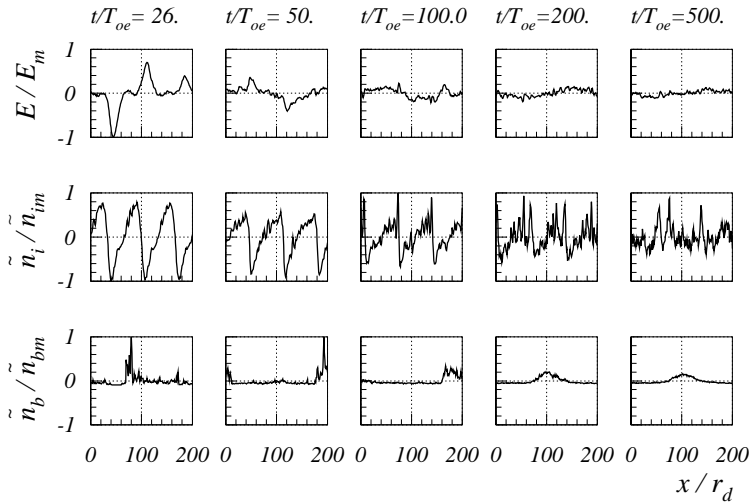


Рис. 38: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 6-5. $E_m = 41.39$, $\tilde{n}_{im}/n_o = 0.30$, $\tilde{n}_{bm}/n_o^o = 10.17$; $n_b^o/n_o = 1.2 \cdot 10^{-3}$.

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

**Волны БГК и модуляционная неустойчивость
при взаимодействии холодного
электронного пучка с плазмой. IX**

N.S. Buchelnikova, V.E. Carlin

**Interaction of cold electron beam with plasma.
BGK waves and modulational instability. IX**

ИЯФ 2003-40

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 29.05.2003 г.

Сдано в набор 29.05.2003 г.

Подписано в печать 30.05.2003 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3.2 печ.л., 2.6 уч.-издл.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 40

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.