

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

Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ХОЛОДНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. IX.

ИЯФ 2004-44

НОВОСИБИРСК  
2004



*Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин*

## **Неустойчивость холодного электронного пучка в неоднородной плазме. 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  $V_o/V_T = 31.8$ ;  $n_b/n_o \sim 0.01; 0.04$  в неоднородной плазме с коротковолновым возмущением плотности ( $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = L/\lambda_i = 14$ ;  $L/r_d = 200$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0, 20$ ;  $M/m = 10^2$ ).

Показано, что основную роль играют пучковая неустойчивость, неустойчивость сателлитов, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов, конверсия на возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии, затухание электрического поля при развитии этой неустойчивости и поглощение его энергии электронами плазмы, а также укрупнение ионно-звуковой волны, захват ионов, стохастическая неустойчивость движения ионов.

Найдено, что основная часть энергии, поглощенной электронами, идет на нагрев электронов плазмы, меньшая часть поглощается "хвостами" ускоренных электронов. Энергия, поглощенная электронами  $\Delta W_e/W_e^o$ , и эффективная температура электронов растут при увеличении скорости  $V_o$  и плотности пучка  $n_b/n_o$ .

## The instability of cold electron beam in inhomogeneous plasma. IX.

*N.S. Buchelnikova, V.E. Karlin*  
Budker Institute of Nuclear Physics  
630090 Novosibirsk, RF

### Abstract

The instability of a cold electron beam ( $V_o/V_T = 31.8$ ;  $n_b/n_o = 0.01$  and  $0.04$ ) in a plasma with short-wavelength large-amplitude ion-sound wave ( $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = L/\lambda_i = 14$   $L/r_d = 200$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ ;  $M/m = 10^2$ ) was studied in numerical experiments (PIC-metod).

It was shown that the main role play the beam-plasma instability, the sideband instability, the large scale stochasticity of the beam electrons motion, the conversion on the density perturbation, the modulational instability, the large scale stochasticity of the plasma electron motions, the damping of the electric field by the evolution of the stochasticity and the absorption of the electric field energy by the plasma electrons, the steepening of the ion-sound wave, the stochastic instability of the ions motion.

It was found that the main part of the electric field energy is absorbed by the heating of the plasma electrons and a smaller part - by the "tails" of the accelerated electrons. The energy, absorbed by the electrons,  $\Delta W_e/W_e^o$  and the effective temperature of the plasma electrons increase with increasing the velocity  $V_o$  and the density  $n_b/n_o$  of the beam.

---

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

Работа является продолжением работ [1-6] и прямым продолжением работы [7]. В работах [1-6] исследовалась неустойчивость пучка электронов со скоростью  $V_o/V_T = 15.9$  в однородной [1] и неоднородной плазме [2-6] с неподвижными [2-4] или подвижными [1,5,6] ионами. В работе [7] исследовалась неустойчивость пучка со скоростью  $V_o/V_T = 31.8$  в неоднородной плазме с неподвижными ионами и коротковолновым возмущением плотности.

В настоящей работе исследуются случаи с теми же параметрами пучка и возмущения плотности, что и в работе [7] ( $V_o/V_T = 31.8$ ;  $n_b/n_o = 0.01$  и  $0.04$ ;  $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ ), но в плазме с подвижными ионами ( $M/m = 10^2$ ). Параметры этих случаев совпадают также с параметрами случаев рассмотренных в работе [6], отличаясь от них только скоростью пучка  $V_o/V_T = 31.8$  [7] и  $15.9$ [6].

В настоящей работе показано, что также как в работах [6,7], основную роль играют пучковая неустойчивость, неустойчивость сателлитов, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов пучка в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов, конверсия волны и гармоник на возмущении плотности, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы в районе областей захвата гармоник конверсии, затухание электрического поля при развитии этой неустойчивости и поглощении его энергии электронами плазмы. так же, как в случаях работы [7], в отличие от случаев работы [6], поглощение энергии поля приводит к нагреву электронов плазмы.

В случаях рассмотренных в настоящей работе, заметную роль играет укручение ионно-звуковой волны и захват ионов, а также модуляционная неустойчивость, которая приводит к возбуждению широкого спектра гармоник и к дополнительному поглощению энергии поля за счет образования "хвостов" ускоренных электронов. Однако, эти процессы развиваются медленнее, чем конверсия и нагрев электронов, так что эффективная температура электронов плазмы в случаях, рассмотренных в на-

стоящей работе, близка к случаям работы [7]. Сравнение с работой [6] показывает, что энергия, поглощенная электронами плазмы  $\Delta W_e/W_e^o$ , и эффективная температура растут при увеличении скорости и плотности пучка.

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 ( $N^e \sim 2 \cdot 10^5$ ).

Задаётся холодный (монохроматический) пучок со скоростью  $V_o/V_T \sim 31.8$ . Для эффективного увеличения числа частиц пучка при сохранении отношения  $n_b/n_o$  применяется метод "взвешивания". "Взвешивание" эквивалентно тому что один электрон дробится на  $\alpha$  частицы с массой  $m/\alpha$  и зарядом  $e/\alpha$ , 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  $\lambda_i/r_d = 14.29$ , номером гармоники  $N_i = L/\lambda_i = 14$ , фазовой скоростью  $V_\phi^i = 9.15 \cdot 10^{-2}$  и амплитудой  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ . Первый максимум возмущения плотности находится на  $X = 0$ .

Начальные параметры пучка (скорость пучка  $V_o$ , плотность  $n_b$ , начальная энергия  $W_b^o$ ) для случаев 22м, 24м, рассмотренных в настоящей работе, а также для случаев 22, 24 из работы [7] и случаев 10м, 14м из работы [6], приведены в таблице

### Начальные параметры

Случай	$L/r_d$	$M/m$	$V_o/V_T$	$n_b/n_o$	$W_b^o/W_e^o$
22M	200	$10^2$	31.8	0.01	10.375
24M	200	$10^2$	31.8	0.04	41.498
22[7]	200	$10^{10}$	31.8	0.01	10.375
24[7]	20	$10^{10}$	31.8	0.04	41.498
10M*	100	$10^2$	15.9	0.01	2.594
14M[6]	100	$10^2$	15.9	0.04	10.375

\* см приложение к настоящей работе.

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

В начальный момент задается 100 пробных частиц ( $e = m = 0$ ,  $e/m$  то же, что и у электрона). Задаются распределения пробных частиц на фазовой плоскости: 20 частиц с  $V_N^o = 31.8V_T = V_o$ , равномерно распределенные в интервале  $x/r_d \sim 40-120$ ; 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 в интервале  $x/r_d \sim 0 - 200$ .

Правильность счета контролируется по сохранению полной энергии  $W_t$ . В большинстве рассмотренных случаев за  $t/T_{oe} \sim 0 - 200$  максимальное  $\Delta W_t/W_t < 0.01$  и только в случаях 24 и 24м достигает величины  $\Delta W_t/W_t \sim 0.01$  и  $0.02$  соответственно.

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

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

Рассмотрим случай 22М с  $n_b/n_o = 0.01$  и 24М с  $n_b/n_o = 0.04$  и  $V_o/V_T = 31.8$ . В обоих случаях задана ионно-звуковая волна с  $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = 14$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ ;  $M/m = 10^2$ . Для сравнения используются случаи 22, 24 из работы [7] с теми же параметрами, но  $M/m = 10^{10}$  и случаи с  $M/m = 10^2$ , но  $V_o/V_T = 15.9$  – случай 10м с  $n_b/n_o = 0.01$  (см Приложение) и случай 14М с  $n_b/n_o = 0.04$  из работы [6]. В случаях 10М, 14М задана ионно-звуковая волна с  $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $N_i = 7$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ ;  $L/r_d = 100$ .

Кривые, описывающие случай 22М, приведены на Рис.1-10, случай 24М – на Рис.11-21, случай 10М – на Рис.22-31.

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; зависимость от времени амплитуды гармоник плотности ионов  $\tilde{n}^N$ ; зависимость от времени энергии ионов  $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ ; фазовые плоскости электронов в разные моменты времени и функции распределения электронов плазмы  $f_e(V)$  и пучка  $f_b(V)$  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 (b-электронов)  $\tilde{n}_b(x)$ , фазовые плоскости ионов.

Подобно случаям, рассмотренным в работах [1-7], в случаях 22М, 24М, начальная стадия определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к возбуждению основной волны – гармонике  $N_e = 1$  с длиной волны  $L/r_d = 200$  (Рис.2,12). Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что видно по фазовым плоскостям электронов (Рис.7,17).

В таблице 1 приведены  $t_{\max}^I, E_{\max}^I$  – время достижения первого максимума кривой  $E^I(t)$  и максимальная амплитуда, максимальные значения  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в первом максимуме ( $t_{\max} \sim t_{\max}^I$ ), а также  $V_{\text{з}}^I$  ( $V_{\text{з}} = 2\sqrt{\frac{e\phi}{m}}$ ),  $T_B = 2\lambda/V_{\text{з}}^I$  и плотность энергии  $E_{\max}^2/8\pi n_o T$  для случаев 22М, 24М, а также для случаев 22,24 из работы [7].

**Таблица 1.** Амплитуда волны  $N_e = 1$  и энергии  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в первом максимуме кривой  $E^N(t)$  или  $W(t)$ .  $V_o/V_T = 31.8$

Случай	22[7]	22М	24[7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$W_b^o/W_e^o$	10.375	10.375	41.498	41.498
$t_{\max}^I/T_{oe}$	7.4	7.5	5.9	5.9
$E_{\max}^I$	66.1	66.1	143.7	143.6
$V_{\text{з}}^I/V_T$	14.60	14.60	21.53	21.52
$T_B/T_{oe}$	4.4	4.4	3.0	2.96
$E_{\max}^2/8\pi n_o T$	1.39	1.40	6.59	6.58
$\Delta W_b/W_e^o$	3.76	3.68	20.22	20.0
$W_E/W_e^o$	1.53	1.52	8.32	8.20
$\Delta W_e/W_e^o$	2.22	2.12	11.94	12.00
$\Delta W_b/W_b^o$	0.36	0.36	0.49	0.48
$W_E/W_b^o$	0.15	0.15	0.20	0.20
$\Delta W_e/W_b^o$	0.21	0.20	0.29	0.29

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

**Таблица 2.** Отношение параметров из таблицы 1 в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$ .  
 $(V_o/V_T)_r = 31.8/15.9 = 2.0$ ;  $(W_b^o/W_e^o)_r = 4.0$

Случай	22[7]/10[4]	22M/10M	24[7]/14[4]	24M/14M[6]
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$(t_{\max}^I/T_{oe})_r$	1.12	1.12	1.09	1.09
$(E_{\max}^I)_r$	2.03	2.04	2.08	2.08
$(W_b^o/W_e^o)_r$	4.09	4.08	3.99	3.97
$(W_E/W_e^o)_r$	4.14	4.16	4.22	4.16
$(\Delta W_e/W_e^o)_r$	4.04	4.00	3.86	3.95
$(\Delta W_b/W_b^o)_r$	1.0	1.02	1.0	0.98
$(W_E/W_b^o)_r$	1.06	1.04	1.05	1.04
$(\Delta W_e/W_b^o)_r$	1.0	1.00	0.96	1.00

$(t_{\max}^I/T_{oe})_r, (E_{\max}^I)_r, \dots$  - отношение  $t_{\max}^I/T_{oe}, E_{\max}^I, \dots$  в случае  $V_o/V_T = 31.8$  к  $t_{\max}^I/T_{oe}, E_{\max}^I, \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$ ; и см Пояснения к таблице 1.

В таблице 2 сравниваются случаи 22M, 24M с  $V_o/V_T = 31.8$  со случаями 10M (см Приложение), 14M [6], которые отличаются только скоростью пучка  $V_o/V_T = 15.9$ . В таблице приводятся отношения  $(t_{\max}^I)_r, (E_{\max}^I)_r, \dots$  величин из таблицы 1 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с  $V_o/V_T = 15.9$ . Например,  $(E_{\max}^I)_r$  во втором столбце таблицы 2 соответствует отношению  $E_{\max}^I$  в случае 22M к  $E_{\max}^I$  в случае 10M. Для сравнения приводятся такие же отношения для случаев 22,24 из работы [7] и 10,14 из работы [4] с  $M/m = 10^{10}$ .

Из таблицы 1 видно, что случаи 22 и 22M, 24 и 24M почти не различаются. Это показывает, что начальная стадия неустойчивости одинакова в плазме с неподвижными и подвижными ионами.

Из таблицы 2 видно, что зависимость скорости пучка в этих случаях одинакова. Действительно, при изменении скорости  $V_o$  в два раза  $E_{\max}^I$  также меняется примерно в два раза, то есть пропорционально  $V_o$ . При этом доля энергии потерянная пучком в первом максимуме

$\Delta W_b/W_b^o$ , практически не зависит от  $V_o$ , а  $\Delta W_b/W_e^o$ , пропорциональная  $W_b^o/W_e^o$ , меняется примерно в 4 раза, т.е. пропорционально  $V_o^2$ .

Подобно случаям 22, 24[7], в случаях 22M, 24M параллельно с пучковой неустойчивостью развивается конверсия основной волны на возмущении плотности. Конверсия приводит к возбуждению прямых и обратных ленгмюровских волн -гармоник с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i, \beta = 1, 2, 3, \dots$

В рассматриваемых случаях это гармоники  $N = N_e \pm N_i = -13$  и 15 (знаком “-” обозначены обратные волны),  $N_e \pm 2N_i = -27$  и 29. Кривые  $E^N(t)$  для этих гармоник в случаях 22М, 24М приведены на Рис.3, 13, в случаях 22, 24 на Рис.15,28 в работе [7].

В таблице 3 приведены  $t_{\max}^N$ ,  $E_{\max}^N$  – время достижения максимума и максимальная амплитуда основных гармоник конверсии, а также  $V_{\text{з max}}^N = 2\sqrt{\frac{eE^N \lambda^N}{m} \frac{\lambda^N}{2\pi}}$  для случаев 22М, 24М и для случаев 22, 24 [7].

**Таблица 3.** Амплитуда основной волны  $N_e = 1$  и гармоник конверсии в максимуме кривой  $E^N(t)$

Случай	22[7]	22М	24[7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$t_{\max}^I/T_{oe}$	7.4	7.5	5.9	5.9
$E_{\max}^I$	66.1	66.1	143.7	143.6
$N = N_e + N_i$	15	15	15	15
$t_{\max}^N/T_{oe}$	8.2	8.2	6.0	12.1
$E_{\max}^N$	7.7	7.2	11.2	12.8
$V_{\text{з max}}^N/V_T$	1.29	1.25	1.55	1.66
$N = N_e + 2N_i$	29	29	29	29
$t_{\max}^N/T_{oe}$	10.6	10.4	9.5	19.3
$E_{\max}^N$	1.9	1.8	2.8	3.3
$V_{\text{з max}}^N/V_T$	0.46	0.44	0.55	0.60
$N = N_e - N_i$	-13	-13	-13	-13
$t_{\max}^N/T_{oe}$	11.9	15.2	9.9	12.5
$E_{\max}^N$	12.2	12.7	13.2	15.0
$V_{\text{з max}}^N/V_T$	1.74	1.78	1.81	1.93
$N = N_e - 2N_i$	-27	-27	-27	-27
$t_{\max}^N/T_{oe}$	14.4	17.3	6.4	18.3
$E_{\max}^N$	2.8	2.9	2.0	3.7
$V_{\text{з max}}^N/V_T$	0.58	0.59	0.49	0.67

$E_{\max}^N$  максимальная амплитуда гармоники с номером  $N$  в  $t = t_{\max}^N$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ ;  $V_{\text{з}}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N \lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$ .

В таблице 4 приведены длины волн и фазовые скорости гармоник ленгмюровских волн для случаев 22М, 24М, а также верхняя ( $V_{\Phi}^N + V_{\text{з max}}^N$ ) и нижняя ( $V_{\Phi}^N - V_{\text{з max}}^N$ ) границы областей захвата гармоник конверсии в  $t = t_{\max}^N$  для случаев 22М, 24М и для случаев 22,24 [7].

**Таблица 4.** Длины волн, фазовые скорости и  $V_{\Phi}^N \pm V_3^N$   
гармоник-спутников и гармоник конверсии  
 $N = N_e \pm \beta N_i$  ( $N_e = 1$ ,  $\beta = 1$  и  $2$ ,  $N_i = 10$  и  $14$ )

$N$	1	2	3	4	12	13	15	16	26	27	29	30	
$\lambda^N/r_d$	200	100	66.7	50	16.7	15.4	13.3	12.5	7.7	7.4	6.9	6.7	
$V_{\Phi}^N/V_T$	32.04	16.09	10.80	8.18	-3.18	-3.01	2.75	2.65	-2.12	-2.10	2.05	2.03	
Случай	1. $(V_{\Phi}^N + V_3^N)/V_T$ и 2. $(V_{\Phi}^N - V_3^N)/V_T$												
22[7]	1.	46.5	23.0	13.4		-2.1	-1.3	4.0	3.4	-1.5	-1.5	2.5	2.5
	2.	17.3	9.1	8.2		-4.3	-4.7	1.5	1.9	-2.7	-2.7	1.6	1.6
22M	1.	46.5	21.7	13.7		-2.0	-1.2	4.0	3.5	-1.5	-1.5	2.5	2.5
	2.	17.4	10.5	7.9		-4.4	-4.8	1.5	1.8	-2.7	-2.7	1.6	1.6
24[7]	1.	53.4	28.2	11.5		-1.7	-1.2	4.3	3.8	-1.5	-1.6	2.6	2.5
	2.	10.4	3.8	5.7	4.7	-4.7	-4.8	1.2	1.5	-2.7	-2.6	1.5	1.6
24M	1.	53.6	28.4	17.1	11.9	-1.5	-1.1	4.4	3.8	-1.4	-1.5	2.7	2.5
	2.	10.5	3.8.1	4.5	4.4	-4.9	-4.9	1.1	1.5	-2.8	-2.7	1.5	1.6

$N = L/\lambda^N$  - номер гармоники;  $\lambda^N, V_{\Phi}^N$  - длина волны и фазовая скорость гармоники;  $V_3^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^N\lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$ .

В таблице 5 сравниваются случаи 22M, 24M с  $V_o/V_T = 31.8$  со случаями 10M (см Приложение), 14M [6] с  $V_o/V_T = 15.9$ . В таблице 5 приводятся отношения  $t_{\max}^N, E_{\max}^N$  гармоник  $N = N_e + N_i$  и  $N = N_e - N_i$  из таблицы 3 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с  $V_o/V_T = 15.9$ . Для сравнения приводятся такие же отношения для случаев 22, 24 [7] с  $V_o/V_T = 31.8$  и 10,14 [4] с  $V_o/V_T = 15.9$  для неподвижных ионов ( $M/m = 10^{10}$ ).

Сравнение кривых  $E^N(t)$  в случаях 22M, 24M (Рис.3,13) и в случаях 22, 24 ([7] Рис.15,28) и  $t_{\max}^N, E_{\max}^N$  (таблица 3) показывает, что на начальной стадии до  $t/T_{oe} \sim 20$  различие кривых  $E^N(t)$  в случаях 22-22M, 24-24M невелико, но в дальнейшем эти кривые различаются довольно сильно. Ниже будет показано, что это связано с изменением возмущения плотности в плазме с подвижными ионами.

Из таблицы 5 видно, что при увеличении скорости пучка  $t_{\max}^N$  меняется незначительно, а  $E_{\max}^N$  зависящая от  $E_{\max}^I$  [2], заметно (в 1,5-3 раза) возрастает. В случаях с  $M/m = 10^{10}$  и  $10^2$  различие невелико. Это показывает, что на начальной стадии в этих случаях развиваются одинаковые процессы.

На развитие гармоник конверсии заметное влияние оказывает их затухание. В случаях 22, 24[7] по фазовым плоскостям электронов ([7]

Рис.17,30) видно, что уже в  $t/T_{oe} \leq t_{\max}^N$  основные гармоники конверсии начинают захватывать электроны плазмы. Ускорение электронов при захвате и приводит к затуханию. То же самое наблюдается и в случаях 22М, 24М. Действительно фазовые плоскости в этих случаях до  $t/T_{oe} \sim 15-20$  незначительно отличаются от случаев 22, 24 (Рис.7,17,  $t/T_{oe} = 20$ ).

**Таблица 5.** Отношение максимальных амплитуд гармоник конверсии в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  (таблица 3) к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$  [3,4].  
( $V_o/V_T$ )<sub>r</sub> = 2.0

Случай	22[7]/10[4]	22М/10М	24[7]/14[4]	24М/14М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$\tilde{n}/n_o$	1.0	1.0	4.0	4.0
$N = N_e + N_i$				
$(t_{\max}^N/T_{oe})_r$	0.86	0.81	1.09	1.09
$(E_{\max}^N)_r$	1.61	1.54	1.40	1.50
$N = N_e - N_i$				
$(t_{\max}^N/T_{oe})_r$	1.64	1.37	1.32	0.52; 1.19*
$(E_{\max}^N)_r$	2.40	3.27	1.31	1.45; 1.54*

\* по первому максимуму кривой  $E^N(t)$  в случае 14М.  $(t_{\max}^N/T_{oe})_r$ ,  $(E_{\max}^N)_r$  - отношение  $t_{\max}^N/T_{oe}$ ,  $E_{\max}^N$  в случае с  $V_o/V_T = 31.8$  к  $t_{\max}^N/T_{oe}$ ,  $E_{\max}^N$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$ .

В случаях 22,24 [7] существенную роль играет неустойчивость сателлитов, которая приводит к возбуждению ленгмюровских волн – гармоник основной волны с фазовыми скоростями, близкими к фазовой скорости основной волны. Развитие неустойчивости сателлитов приводит к развитию сильной стохастической неустойчивости движения b-электронов в районе областей захвата основной волны и гармоник сателлитов [1].

Неустойчивость сателлитов играет роль и в случаях 22М, 24М. Эта неустойчивость приводит к возбуждению гармоник с номерами  $N_e = 2, 3, \dots$  Длины волн и фазовые скорости этих гармоник приведены в таблице 4.

Конверсия гармоник-сателлитов на возмущении плотности приводит к возбуждению соответствующих гармоник с номерами  $N = N_e \pm \beta N_i$ . Основные гармоники конверсии для  $N_e = 2$ ,  $N_i = 14$   $N = N_e + N_i = -12$  и 16.

Кривые  $E^N(t)$  для гармоник-сателлитов  $N_e = 2$  и 3 и гармоник конверсии  $N = -12$  и 16 для случаев 22М, 24М приведены на Рис.4,14, для случаев 22,24 - в работе [7] на Рис.16,29. В таблице 6 приведены

$t_{\max}^N$ ,  $E_{\max}^N$ ,  $V_{\text{з max}}^N$  гармоник-спутников, а в таблице 4 приведены  $\lambda^N$ ,  $V_{\phi}^N$ , верхние ( $V_{\phi}^N + V_{\text{з max}}^N$ ) и нижние ( $V_{\phi}^N - V_{\text{з max}}^N$ ) границы областей захвата гармоник-спутников для случаев 22М, 24М и 22, 24 [7].

**Таблица 6.** Амплитуда основной волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников в максимуме кривой  $E^N(t)$ .

Случай	22[7]	22М	24[7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$t_{\max}^I/T_{oe}$	7.4	7.5	5.9	5.9
$E_{\max}^I$	66.1	66.1	143.7	143.6
$V_{\text{з max}}^I/V_T$	14.60	14.60	21.53	21.52
$t_{\max}^{II}/T_{oe}$	189.6	35.2	7.0	7.0
$E_{\max}^{II}$	29.9	19.3	92.5	93.9
$V_{\text{з max}}^{II}/V_T$	6.94	5.58	12.21	12.31
$t_{\max}^{III}/T_{oe}$	171.9	61.6	8.6	1.1
$E_{\max}^{III}$	6.2	7.7	23.5	36.6
$V_{\text{з max}}^{III}/V_T$	2.58	2.88	5.03	6.27
$t_{\max}^{IV}/T_{oe}$	184.0	48.0	16.0	14.7
$E_{\max}^{IV}$	2.9	4.2	14.3	17.4
$V_{\text{з max}}^{IV}/V_T$	1.53	1.84	3.40	3.74

$E_{\max}^N$  - максимальная амплитуда гармоники с номером N в  $t = t_{\max}^N$ ;  $E$  - нормировано на  $\frac{m r_{\lambda}}{e T_{oe}^2}$ ;  $V_{\text{з}}^N = 2\sqrt{\frac{e\phi^N}{m}} = 2\sqrt{\frac{e E^N \lambda^N}{m \cdot 2\pi}}$ .

В таблице 7 сравниваются случаи 22М, 24М с  $V_o/V_T = 31.8$  со случаями 10М (см. Приложение), 14М [6] с  $V_o/V_T = 15.9$ . В таблице 7 приводятся отношения  $t_{\max}^N$ ,  $E_{\max}^N$  гармоник-спутников из таблицы 6 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с  $V_o/V_T = 15.9$ . Для сравнения приводятся такие же отношения для случаев 22, 24[7] с  $V_o/V_T = 31.8$  и 10,14 [4] с  $V_o/V_T = 15.9$  для неподвижных ионов ( $M/m = 10^{10}$ ).

Сравнение кривых  $E^N(t)$  и  $t_{\max}^N$ ,  $E_{\max}^N$  в случаях 22М и 22,24М и 24 (Рис.4 и Рис.16 [7], Рис.14 и Рис.29 [7], таблица 6) показывает, что начальная стадия развития гармоник-спутников  $N_e = 2$  и 3 до  $t/T_{oe} \sim 15 - 20$  различается незначительно, однако дальнейшее развитие различается существенно, особенно у гармоники  $N_e = 2$ . Это видно и из сравнения средних  $E_{\text{cp}}^N$  и максимальных  $E_{\text{mx}}^N$  амплитуд гармоник-спутников в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ , которые приведены в таблице 8.

**Таблица 7.** Отношение максимальных амплитуд гармоник-спутников в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  (таблица 6) к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$ .  
 $(V_o/V_T)_r = 31.8/15.9 = 2.0$

Случай	22[7]/10[4]	22M/10M	24[7]/14[4]	24M/14M[6]
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$(t_{\max}^I/T_{oe})_r$	1.12	1.12	1.09	1.09
$(E_{\max}^I)_r$	2.03	2.04	2.08	2.08
$(t_{\max}^{II}/T_{oe})_r$	8.0	0.31	1.06	1.08
$(E_{\max}^{II})_r$	3.11	1.46	2.17	2.18
$(t_{\max}^{III}/T_{oe})_r$		0.88	1.65	2.13
$(E_{\max}^{III})_r$		1.83	1.73	2.75
$(t_{\max}^{IV}/T_{oe})_r$		0.50	3.02	2.63
$(E_{\max}^{IV})_r$		1.40	1.81	2.35

$(t_{\max}^I/T_{oe})_r, (E_{\max}^I)_r, \dots$  - отношение  $t_{\max}^I/T_{oe}, E_{\max}^I, \dots$  в случае  $V_o/V_T = 31.8$  к  $t_{\max}^I/T_{oe}, E_{\max}^I, \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$ .

**Таблица 8.** Средние и максимальные амплитуды основной волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	22[7]	22M	24[7]	24M
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$E_{\text{cp}}^I$	14.8	15.1	27.5	15.7
$E_{m_x}^I$	17.2	22.4	33.0	22.8
$E_{\text{cp}}^{II}$	23.3	7.9	46.5	8.5
$E_{m_x}^{II}$	29.6	12.7	49.0	17.9
$E_{\text{cp}}^{III}$	4.2	1.5	2.9	3.7
$E_{m_x}^{III}$	6.1	3.4	5.7	7.4
$E_{\text{cp}}^{IV}$	1.4	0.8	3.2	1.0
$E_{m_x}^{IV}$	2.9	1.8	6.5	3.0

$E_{\text{cp}}^N, E_{m_x}^N$  - средняя и максимальная амплитуда гармоники с номером N в интервале времени  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ ;  $E$  - нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ .

Различаются зависимость  $t_{\max}^N, E_{\max}^N$  гармоник спутников от скорости  $V_o$ . Это особенно четко видно в случаях с  $n_b/n_o = 0.01$ , в которых гармоники спутники развиваются значительно медленнее, чем основная волна  $N_e = 1$  (таблица 7).

В случаях 22М и 22, 24М и 24 существенно различаются и развитие гармоник конверсии. Это видно из сравнения кривых  $E^N(t)$  в случаях 22М, 24М (Рис 3,4,13,14) и в случаях 22, 24 ([7] Рис.15,16,28,29) и из сравнения  $E_{\text{cp}}^N$ ,  $E_{\text{mx}}^N$  гармоник конверсии в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ , которые приведены в таблице 9.

**Таблица 9.** Средние и максимальные амплитуды основной волны  $N_e = 1$  и гармоник конверсии в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	22[7]	22М	24[7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$E_{\text{cp}}^I$	14.8	15.1	27.5	15.7
$E_{\text{mx}}^I$	17.2	22.4	33.0	22.8
$N = N_e + N_i$	15	15	15	15
$E_{\text{cp}}^N$	1.0	2.5	0.4	4.5
$E_{\text{mx}}^N$	1.8	3.6	1.2	6.9
$N = N_e + 2N_i$	29	29	29	29
$E_{\text{cp}}^N$	0.4	0.6	0.2	0.7
$E_{\text{mx}}^N$	1.0	1.1	0.6	1.3
$N = N_e - N_i$	-13	-13	-13	-13
$E_{\text{cp}}^N$	1.2	2.5	0.5	5.2
$E_{\text{mx}}^N$	2.3	3.2	1.0	8.1
$N = N_e - 2N_i$	-27	-27	-27	-27
$E_{\text{cp}}^N$	0.4	0.4	0.2	0.7
$E_{\text{mx}}^N$	1.0	0.7	0.7	1.6

$E_{\text{cp,mx}}^N$  - средняя и максимальная амплитуда гармоники с номером  $N$  в интервале времени  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ ;  $E$  нормировано на  $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$ .

Различие случаев 22М и 22, 24М и 24 показывает, что в случаях 22М, 24М начинают играть роль процессы, связанные с подвижностью ионов. В работах [1,5,6] показано, что в плазме с подвижными ионами существенную роль может играть развитие ионно-звуковой волны и модуляционная неустойчивость. Эти процессы развиваются и в случаях 22М и 24М. Действительно, по фазовым плоскостям ионов (Рис.10,20) видно, что происходит укручение ионно-звуковой волны, захват ионов и развитие стохастической неустойчивости движения ионов в районе областей захвата ионно-звуковой волны. Укручение волны и захват ионов приво-

дят к уменьшению амплитуды основной волны  $N_i = 14$  и возбуждению ее гармоники  $N_i = 28$  (Рис 5а,б;15а,б), а также к росту энергии ионов (Рис.6,16). Вид кривых  $\tilde{n}^n(t)$  и  $\Delta W_i(t)$  определяется развитием укрупнения, захвата ионов и стохастической неустойчивостью их движения, а также модуляционной неустойчивостью. Энергия ионов  $\Delta W_i = W_i - W_i^o$ ,  $\delta W_i = W_i - W_i^o$  в максимуме ( $t = t_{\max}^i$ ) кривой  $\Delta W_i(t)$  и в  $t/T_{oe} = 200$  приведена в таблице 10.

**Таблица 10.**  
Энергия ионов в  $t = 0$ ,  $t_{\max}^i$  и  $t/T_{oe} = 200$ .

Случай	10M	22M	14M[6]	24M
$V_o/V_T$	15.9	31.8	15.9	31.8
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$W_b^o/W_e^o$	2.594	10.375	10.375	41.498
$W_i^o/W_e^o \cdot 10^{-2}$	3.37	5.10	3.47	5.25
$\Delta W_i^o/W_e^o \cdot 10^{-2}$	1.74	1.74	1.79	1.78
$t_{\max}^i/T_{oe}$	6.2	38.6	4.8	69.9
$\Delta W_{i \max}^o/W_e^o \cdot 10^{-2}$	2.26	7.94	3.97	25.11
$\delta W_{i \max}^o/W_e^o \cdot 10^{-2}$	0.53	6.21	2.18	23.32
$t/T_{oe}$	200	200	200	200
$\Delta W_i/W_e^o \cdot 10^{-2}$	1.53	5.15	3.31	9.65
$\delta W_i/W_e^o \cdot 10^{-2}$	-0.21	3.41	1.52	7.87
$\delta W_i/W_b^o \cdot 10^{-2}$		0.33	0.15	0.19
$\delta W_i/W_i^o$		0.67	0.44	1.50

$W_i^o$ ,  $W_e^o$  - 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.

Ранее было показано [5,6], что возмущение плотности в ионно-звуковой волне может служить затравкой модуляционной неустойчивости. Кроме того, затравкой модуляционной неустойчивости может служить модуляция поля основной волны  $N_e = 1$  гармониками-спутниками [1,5]. Оба типа модуляционной неустойчивости наблюдаются в случаях 22M и 24M. Отметим, что в случаях 10M, 14M [6] с  $V_o/V_T = 15.9$  и меньшими, чем в случаях 22M, 24M, амплитудами основной волны и гармоник (таблица 2,5,7) модуляционная неустойчивость практически не играет роли [6], что приводит к заметному различию кривых  $E^N(t)$  в случаях 22M-10M и 24M-14M.

В случаях 22М, 24М модуляционная неустойчивость на возмущении плотности ионно-звуковой волны развивается параллельно с укручением волны и приводит к концентрации поля во впадинах плотности, к возбуждению коротковолновых гармоник поля, к росту глубины впадин и возбуждению гармоник ионно-звуковой волны  $N_i = 13, 15, \dots$ . Развитие модуляционной неустойчивости можно видеть по кривым  $\tilde{n}^N(t)$   $N_i = 14$  (Рис.5а,15а) на начальной стадии до  $t/T_{oe} \sim 20$ . Действительно, из-за укручения волны амплитуда  $N_i = 14$  с самого начала начинает падать, но развитие модуляционной неустойчивости приводит к росту амплитуды до  $\tilde{n}^N/n_o \sim 0.23$  в  $t/T_{oe} \sim 17$  в случае 22М и  $\tilde{n}^N/n_o \sim 0.25$  в  $t/T_{oe} \sim 12$  в случае 24М. Это определяет некоторое различие кривых  $E^N(t)$  гармоник конверсии на начальной стадии в случаях 22-22М, 24-24М.

Параллельно с этими процессами идет затухание поля, обусловленное захватом электронов гармониками конверсии, что приводит к прекращению модуляционной неустойчивости. Возмущение скорости ионов от модуляционной неустойчивости после затухания поля приводит к появлению компоненты стоячей волны, что проявляется в колебаниях амплитуды  $\tilde{n}(t)$  (Рис.5а,15а) и приводит к колебаниям амплитуды гармоник конверсии (Рис.3,4,13,14). Вид кривых  $E^N(t)$  гармоник конверсии и спектр гармоник определяется изменением спектра и амплитуды гармоник ионно-звуковой волны. Так появление гармоники  $N_i = 28$  при укручении (Рис.5б,15б) приводит к возбуждению гармоник конверсии с номерами  $N = N_e \pm N_i = -27$  и  $29$  от  $N_e = 1$ ,  $-26$  и  $30$  от  $N_e = 2$  и т.п. Кроме того уменьшение амплитуды возмущения плотности приводит к уменьшению скорости конверсии, а изменение спектра гармоник конверсии – к изменению скорости затухания.

По мере развития гармоник-сателлитов начинает играть роль модуляционная неустойчивость второго типа. Эта неустойчивость приводит к возбуждению более длинноволновых гармоник ионно-звуковой волны (Рис.5с,15с). Амплитуда этих гармоник достигает максимума в случае 22М в  $t/T_{oe} \sim 60 - 80$  (максимум  $N_i = 10$   $t/T_{oe} = 67.5$ ,  $N_i = 4$  в  $t/T_{oe} = 70$ ), в случае 24М в  $t/T_{oe} = 40 - 60$  (максимум  $N_i = 1$  в  $t/T_{oe} = 51, 8$ ,  $N_i = 2$  в  $t/T_{oe} = 43, 4$ ,  $N_i = 5$  в  $t/T_{oe} = 65$ ). Модуляционная неустойчивость проявляется также в виде огибающей в распределении плотности  $\tilde{n}(x)$  (Рис.9,19).

Конверсия гармоник сателлитов на этом возмущении плотности приводит к возбуждению длинноволновых гармоник поля -прямых и обратных волн. Это существенно меняет зависимость  $E^N(t)$  гармоник-сателлитов в случаях 22М, 24М (Рис.4,14) по сравнению со случаями 22, 24, так как захват и ускорение электронов плазмы длинноволновыми

гармониками конверсии приводит к формированию "хвостов" функции распределения и заметному поглощению энергии. Появление ускоренных электронов можно видеть по фазовым плоскостям электронов (Рис.7,17). Особенно четко это видно в случае 24М в области  $V < 0$ . Сравнение фазовых скоростей электронов в  $t/T_{oe} = 40$  в случае 24М (Рис.17) и в случае 24 ([7] Рис.30) наглядно показывает, что в случае 24М появляются ускоренные до  $V/V_T \sim -20$  электроны, которых нет в случае 24. Появление ускоренных электронов в случаях 22М, 24М показывает также сравнение максимальных  $V_{\max}^e$  и минимальных  $V_{\min}^e$  скоростей электронов плазмы в  $t/T_{oe} = 200$  в случаях 22М и 22, 24М и 24 (таблица 11).

В работах [4-7] показано, что в районе областей захвата основной волны  $N_e = 1$  и гармоник сателлитов формируется квазистационарная структура БГК-типа – область стохастического движения b-электронов на фазовой плоскости (назовем ее b-область), квазистационарное состояние устанавливается в результате развития сильной стохастической неустойчивости движения b-электронов и конверсии.

**Таблица 11.** Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы в  $t/T_{oe} = 200$

Случай	22 [7]	22М	24 [7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$V_{\max}^b/V_T$	49.84	50.30	55.59	56.13
$V_{\min}^b/V_T$	5.62	5.11	-3.46	-5.61
$V_{\max}^e/V_T$	7.08	10.96	48.68	50.57
$V_{\min}^e/V_T$	-6.37	-8.24	-9.93	-23.40
$V_{\max}^i/V_T$		0.35		0.63
$V_{\min}^i/V_T$		-0.19		-0.46
$V_{\max}^i/V_T^i$		19.01		34.46
$V_{\min}^i/V_T^i$		-10.57		-25.42

$V_{\max}^b, V_{\min}^b$  - 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;  $V_T/V_T^i = 54.783$ .

Сильная стохастическая неустойчивость приводит к "размещиванию" на фазовой плоскости и замедлению (в среднем) b-электронов, в результате чего энергия передается в электрическое поле волны  $N_e = 1$  и гармоник-сателлитов, а конверсия приводит к потере энергии волной и

гармониками. Структура b-области и характер поддерживающих ее волн рассмотрены ниже.

В работах [2-7] показано, что в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\Phi}^N > 0$  и  $V_{\Phi}^N < 0$  развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов плазмы (назовем их р-электроны), которая приводит к ускорению (в среднем) р-электронов и к поглощению ими энергии электрического поля. Это компенсирует приток энергии от конверсии и приводит к формированию квазистационарных областей стохастического движения на фазовой плоскости. Такие же процессы наблюдаются и в случаях 22М и 24М.

Квазистационарность проявляется, в частности, в том, что амплитуды волны  $N_e = 1$ , гармоник сателлитов и гармоник конверсии с течением времени становятся в среднем постоянными или очень медленно затухают. Это наблюдается и в случаях 22М, 24М для волны  $N_e = 1$  (Рис.2,12) и некоторых гармоник. Однако, из-за уменьшения амплитуды ионно-звуковой волны и изменения во времени распределения плотности  $\tilde{n}(x)$  (Рис.9,19) процесс установления квазистационарного состояния затягивается и до  $t/T_{oe} \sim 200$  средняя амплитуда некоторых гармоник продолжает меняться (Рис.3,4,13,14).

Так же, как в случаях, рассмотренных в работах [2-7], в случаях 22М, 24М можно выделить три области стохастического движения р-электронов на фазовой плоскости: в районе областей захвата гармоник конверсии с  $V_{\Phi}^N > 0$  (назовем ее стохастическая область  $V > 0$ ), с  $V_{\Phi}^N < 0$  (назовем ее стохастическая область  $V < 0$ ), а также в районе областей захвата возмущения плотности с  $V_{\Phi}^i = 0$  (i-область).

Границы стохастических областей можно оценить по максимальным и минимальным скоростям  $V_N^{\max}$ ,  $V_N^{\min}$  групп пробных частиц с начальной скоростью  $V_N^o/V_T = 2.84$ ;  $V_N^o/V_T = -2.84$  и  $V_N^o/V_T = 0$  (на фазовых плоскостях Рис.7,17 пробные частицы с  $V_N^o/V_T = 2.84$ ;  $V_N^o/V_T = -2.84$  показаны черными кружками). Внешние границы можно также оценить по максимальным и минимальным скоростям  $V_{\max}^e$ ,  $V_{\min}^e$  электронов плазмы, которые приведены в таблице 11. В этой таблице приведены также максимальные и минимальные скорости  $V_{\max}^b$ ,  $V_{\min}^b$  b-электронов, которые соответствуют верхней и нижней границе области стохастического движения b-электронов (b-области).

Границы стохастических областей  $V > 0$ ,  $V < 0$  и i-области в  $t/T_{oe} = 200$  для случаев 22М, 24М и для случаев 22, 24 [7] приведены в таблице 12. В таблице 12 приведена также ширина областей стохастического движения – оценка по пробным частицам  $\delta V_N = V_N^{\max} - V_N^{\min}$  или по пробным частицам и р-электронам  $\delta V_e = V_{\max}^e - V_N^{\min}$  для обла-

сти  $V > 0$  и  $\delta V_e = V_N^{\max} - V_{\min}^e$  для области  $V < 0$ .

**Таблица 12.** Границы и ширина стохастических областей в плазме  
 $t/T_{oe} = 200$

Случай	22[7]	22M	24[7]	24M
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
Границы Область $V > 0$ . $V_N^o/V_T = 2.84$				
Верхняя				
$V_N^{\max}/V_T$	6.17	7.65	34.00	42.18
$V_{\max}^e/V_T$	7.08	10.96	48.68	50.57
Нижняя				
$V_N^{\min}/V_T$	-2.53	-3.15	-3.60	-3.88
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	8.70	10.80	37.60	46.06
$\delta V_e/V_T$	9.61	14.11	52.22	54.45
i-область $V_N^o = 0$				
Верхняя				
$V_N^{\max}/V_T$	3.41	3.74; 5.80*	6.99	5.72
Нижняя				
$V_N^{\min}/V_T$	-3.70	-3.74	-4.65	-5.66
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	7.12	7.48; 9.54*	11.64	11.38
Область $V < 0$ . $V_N^o/V_T = -2.84$				
Верхняя				
$V_N^{\max}/V_T$	2.64	2.98	4.68	5.06
Нижняя				
$V_N^{\min}/V_T$	-5.17	-4.87	-6.67	-11.81
$V_{\min}^e/V_T$	-6.37	-8.24	-9.93	-23.40
Ширина области				
$\delta V_N/V_T$	7.81	7.85	11.35	16.87
$\delta V_e/V_T$	9.01	11.22	14.61	28.46

\* - одна частица.

$V_{zo}^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \approx 2\left(\frac{\hat{n}}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}} V_T$ .  $V_N^o$  - 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.

Из таблицы 12 видно, что во всех случаях  $i$ -область пересекается с областями  $V > 0$  и  $V < 0$ , области  $V > 0$  и  $V < 0$  пересекаются друг с другом – частицы с  $V_N^o = 2.84$  попадают в область  $V < 0$ , а частицы с  $V_N^o = -2.84$  попадают в область  $V > 0$ . Кроме того во всех случаях стохастическая область  $V > 0$  пересекается с  $b$ -областью (из таблицы 11 видно, что все  $V_{\max}^e > V_{\min}^b$ ), так что некоторое число  $p$ -электронов ускоряется до больших скоростей, а некоторое число  $b$ -электронов попадает в область  $V > 0$ . В случаях 24,24М  $b$ -электроны попадают даже в  $i$ -область и область  $V < 0$  (из таблицы 11 видно, что в этих случаях  $V_{\min}^b < 0$ ). Отметим, что при переходе в область  $V < 0$   $b$ -электроны начинают ускоряться, так что их скорость  $|V|$  и энергия растут, а потери энергии  $\Delta W_b$  соответственно уменьшаются.

Ширина стохастических областей  $V > 0$  и  $V < 0$  в случаях 22М, 24М больше, чем в случаях 22, 24. Особенно сильно различается ширина области  $V < 0$  в случаях 24М и 24 (таблица 12). Это неудивительно, так как в случаях 22М,24М стохастические области  $V > 0$  и  $V < 0$  формируются в районе областей захвата гармоник конверсии и гармоник модуляционной неустойчивости в отличие от случаев 22,24, где модуляционной неустойчивости нет.

Так же, как в случаях, рассмотренных в работах [4,7], ширина стохастических областей растет при увеличении скорости пучка. Это показывает сравнение случаев 22М, 24М с  $V_o/V_T = 31.8$  и случаев 10М, 14М с  $V_o/V_T = 15.9$ .

В таблице 13 приведены отношения ширины стохастических областей  $V > 0$  и  $V < 0$  случаев с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям  $V_o/V_T = 15.9$ . Приводится оценка ширины области по пробным частицам  $\delta V_N$  и по пробным частицам и электронам  $\delta V_e$ .

**Таблица 13.** Отношение ширины стохастических слоев в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  (таблица 12) к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$ .  $(V_o/V_T)_r = 2.0$

Случай	22 [7]/10 [4]	22М/10М	24 [7]/14 [4]	24М/14М [6]
Область $V > 0$ .				
$(\delta V_N/V_T)_r$	1.8	1.7	2.3	3.2
$(\delta V_e/V_T)_r$	1.7	1.2	2.2	2.5
Область $V < 0$ .				
$(\delta V_N/V_T)_r$	1.9	2.2	1.4	3.2
$(\delta V_e/V_T)_r$	2.2	2.8	1.6	3.7

$\delta V_N$ ,  $\delta V_e$  - пояснения см таблицу 12.  $(\delta V_N/V_T)_r$ ,  $(\delta V_e/V_T)_r$  - отношения соответствующих величин в случае с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаю с  $V_o/V_T = 15.9$ .

Захват и ускорение электронов плазмы при развитии сильной стохастической неустойчивости их движения приводят к затуханию электрического поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Это видно по кривым  $W(t)$  (Рис.1,11). Кривые  $W(t)$  в случаях 22М, 24М мало отличаются от случаев 22,24 ([7] Рис.13,26). Так же как в случаях 22, 24, эти кривые можно разделить на три интервала: в первом энергия поля  $W_E$  быстро падает, а энергия электронов  $\Delta W_e$  быстро растет, во втором  $W_E$  меняется мало, а  $\Delta W_b$  и  $\Delta W_e$  растут, в третьем на стадии, близкой к квазистационарному состоянию,  $\Delta W_b$  и  $\Delta W_e$  продолжают расти, но очень медленно (подробнее см [7]).

Изменение  $\Delta W_b$  и  $\Delta W_e$  является следствием изменения функций распределения b- и p- электронов по скорости. Анализ функций распределения по скорости электронов плазмы в разные моменты времени показывает, что  $f_e(V)$  быстро меняются и уширяются в первом интервале до  $t/T_{oe} \sim 10 - 15$ , более медленно во втором и совсем медленно в третьем интервале на стадии, близкой к квазистационарному состоянию.

Функции распределения b- и p-электронов в  $t/T_{oe} = 200$  для случаев 22М и 24М показаны на Рис.8,18. В каждом случае показано четыре вида функции распределения  $f(V)$ : с нормировкой на свой максимум  $f_{\max}$  или на максимум начальной функции распределения  $f_{o\max}$  в линейном и логарифмическом масштабе. Значения  $f_{\max}/f_{o\max}$  для случаев 22М, 24М и 22, 24 [7] приведены в таблице 14.

Из таблицы 14 видно, что  $f_{e\max}/f_{o\max}$  во всех случаях меньше единицы, заметно уменьшается при увеличении  $n_b/n_o$  и незначительно различается в случаях 22М-22, 24М-24. Это показывает, что p-электроны из центральной области функции распределения (области малых скоростей) дрейфуют в область больших скоростей причем эффект растет с ростом  $n_b/n_o$ . В рассматриваемых случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  этот эффект проявляется сильнее, чем в случаях с  $V_o/V_T = 15.9$  [4,6]. Действительно, отношение  $(f_{e\max}/f_{o\max})_r$  случаев с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$  меньше единицы и уменьшается с ростом  $n_b/n_o$  (таблица 14).

По кривым  $f_e(V)/f_{e\max}$  в случаях 22М, 24М (Рис.8,18) видно, что так же, как в случаях 22,24([7] Рис.18,31), функции распределения уширяются по сравнению с начальной  $f_o(V)/f_{o\max}$ . Чтобы охарактеризовать уширение  $f_e(V)$ , в таблице 14 приводятся граничные значения скорости и ширина функции распределения на уровне  $f_e(V)/f_{e\max} = 0.606$  ( $V_1, V_2, \Delta V_{06} = V_1 - V_2$ ) и на уровне 0.135 ( $V_3, V_4, \Delta V_{01} = V_3 - V_4$ ), а также оценка эффективной температуры  $T_{06}/T_{06}^o = (\Delta V_{06}/\Delta V_{06}^o)^2$  и  $T_{01}/T_{01}^o = (\Delta V_{01}/\Delta V_{01}^o)^2$ . Для максвелловской  $f_o(V)$   $\Delta V_{06}^o/V_T = 2$ ;  $\Delta V_{01}^o/V_T = 4$ ;  $\Delta V_{06}^o, \Delta V_{01}^o$  расчетной  $f_o(V)$  отличаются от этих величин

не более, чем на 5%.

**Таблица 14.** Обработка функции распределения по скорости электронов пучка и плазмы.  $t/T_{oe} = 200$

Случай	22 [7]	22М	24 [7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$V_p/V_T$	26.7	25.8	28.7	28.0
$f_{b \max}/f_{bo} \cdot 10^{-2}$	6.5	7.9	2.6	2.3
$f_{e \max}/f_{o \max}$	0.51	0.44	0.30	0.28
$(f_{e \max}/f_{o \max})_r$	0.66	0.51	0.42	0.39
$f_e(V)/f_{e \max} = 0.606; \Delta V_{06}^o/V_T \sim 2.00$				
$V_1/V_T$	2.00	2.58	4.13	4.41
$V_2/V_T$	-2.59	-2.82	-3.38	-3.70
$\Delta V_{06}/V_T$	4.59	5.40	7.51	8.11
$T_{06}/T_{06}^o$	5.13	7.08	13.80	16.10
$(T_{06}/T_{06}^o)_r$	3.05	6.41	13.14	11.31
$f_e(V)/f_{e \max} = 0.135; \Delta V_{01}^o/V_T \sim 4.00$				
$V_3/V_T$	3.93	3.85	6.94	6.32
$V_4/V_T$	-3.81	-3.66	-5.09	-5.58
$\Delta V_{01}/V_T$	7.74	7.51	12.03	11.90
$T_{01}/T_{01}^o$	3.51	3.31	8.22	8.05
$(T_{01}/T_{01}^o)_r$	2.58	2.64	2.55	2.64

$V_p$  - положение максимума  $f_{b \max}$  функции распределения электронов пучка (b-электронов)  $f_b(V)$ ;  $f_{e \max}, f_{o \max}$  - максимальное значение функции распределения электронов плазмы  $f_e(V)$  и начальной функции распределения  $f_o(V)$ ;  $V_1, V_2, \Delta V_{06} = V_1 - V_2$  - граничные скорости и ширина функции распределения  $f_e(V)$  на уровне  $f_e(V)/f_{e \max} = 0.606$ ;  $V_3, V_4, \Delta V_{01} = V_3 - V_4$  - то же на уровне  $f_e(V)/f_{e \max} = 0.135$ ;  $T_{06}/T_{06}^o = (\Delta V_{06}/\Delta V_{06}^o)^2$ ,  $T_{01}/T_{01}^o = (\Delta V_{01}/\Delta V_{01}^o)^2$  - эффективная температура электронов плазмы;  $(T_{06}/T_{06}^o)_r$ ,  $(T_{01}/T_{01}^o)_r$ ,  $(f_e/f_{e \max})_r$  - отношение  $(T_{06}/T_{06}^o), \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 31.8$  к  $(T_{06}/T_{06}^o), \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$  [4].

Сравнение ширины функции распределения  $\Delta V_{01}^o$ ,  $\Delta V_{06}^o$  и эффективной температуры  $T_{01}$ ,  $T_{06}$  в разные моменты времени показывает, что в случаях 22М, 24М так же, как в случаях 22, 24[7],  $\Delta V_{01}^o$ ,  $T_{01}$  растут до  $t/T_{oe} \sim 15 - 20$ , а далее меняются незначительно, причем  $\Delta V_{01}^o$ ,  $T_{01}$  в

случаях 22-22М, 24-24М практически одинаковы. Это показывает, что  $T_{01}$  устанавливается на стадии развития сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы.  $\Delta V_{06}^o$ ,  $T_{06}$  во всех случаях довольно быстро растут до  $t/T_{oe} \sim 50 - 100$  и продолжают более медленно расти до  $t/T_{oe} \sim 200$ , причем в  $t/T_{oe} > 20 - 30$   $\Delta V_{06}^o$ ,  $T_{06}$  в случаях 22М, 24М больше, чем в случаях 22,24 соответственно. Таким образом, рост  $T_{06}$  (нагрев электронов) продолжается и на стадии квазистационарного состояния.

Сравнение  $\Delta V_{01}^o$ ,  $\Delta V_{06}^o$  и  $T_{01}$ ,  $T_{06}$  в  $t/T_{oe} = 200$  в случаях 22-22М и 24-24М показывает, что ширина  $\Delta V_{01}^o$  и температура  $T_{01}/T_{01}^o$  в этих случаях практически одинаковы, а  $\Delta V_{06}^o$  и температура  $T_{06}/T_{06}^o$  несколько больше в случаях 22М, 24М, причем ширина и температура во всех случаях растут при увеличении плотности пучка (таблица 14).

В таблице 14 приведены также отношения  $(T_{06}/T_{06}^o)_r$  и  $(T_{01}/T_{01}^o)_r$  случаев с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$ . Видно, что эффективная температура заметно растет при увеличении скорости пучка. Особенно сильно меняется  $T_{06}$ . Это не удивительно, так как в случаях 10,10М,14,14М с  $V_o/V_T = 15.9$  функция распределения  $f_e(V)/f_{e\max}$  в области малых скоростей почти не отличается от начальной и  $T_{06}/T_{06}^o$  близка к единице ( $T_{06}/T_{06}^o \sim 1.1$  в случае 10М,  $\sim 1.4$  в случае 14М).

В случаях с  $V_o/V_T = 31.8$   $f_e(V)$  меняется во всей области скоростей и  $T_{06}/T_{06}^o$  имеет заметную величину.

Сравнение функций распределения  $f_e(V)$  в случаях 22М, 24М (Рис.8,18) и 22,24 ([7]Рис.18,31) показывает что некоторые различия наблюдаются в области больших скоростей. Особенно четко различие видно в случаях 24-24М. Действительно, в случае 24М в "хвосте" функции распределения в области  $V > 0$  ( $V > 10V_T$ ) заметно больше электронов, чем в случае 24. Кроме того, в случае 24М появляется "хвост" ускоренных электронов в области  $V < 0$ , которого нет в случае 24. В обоих случаях 22М и 24М максимальные  $V_{\max}^e$  и минимальные  $|V_{\min}^e|$  скорости р-электронов больше, чем в случаях 22, 24 (таблица 11).

Ускорение большего числа р-электронов в случаях 22М, 24М приводит к уменьшению энергии остаточного поля по сравнению со случаями 22, 24. В таблице 15 приведены потери энергии пучка  $\Delta W_b$ , энергия, поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W_e$  и полная энергия электронов плазмы  $W_e = \Delta W_e + W_e^o$  в  $t/T_{oe} = 200$  в случаях 22М, 24М и 22,24[7].

Из таблицы 15 видно, что в случаях 22М, 24М в  $t/T_{oe} = 200$  потери энергии б-электронов  $\Delta W_b$  незначительно отличаются от случаев 22,24, а энергия поля  $W_e$  заметно меньше, чем в случаях 22,24. Отношение  $W_E$  к энергии электронов  $W_E/\Delta W_e$  в случае 22М в 1,5 раза меньше, чем в

случае 22, а в случае 24М в 5 раз меньше, чем в случае 24.

В работе [7] высказывалось опасение, что величина эффективной температуры  $T_{01}$  и особенно  $T_{06}$  может быть завышена из-за возмущения скорости р-электронов сравнительно большим остаточным полем. Из таблиц 14,15 видно, что  $T_{01}/T_{01}^o$  практически не меняется, а  $T_{06}/T_{06}^o$  даже несколько возрастает в случаях 22М, 24М по сравнению со случаями 22,24, хотя остаточное поле в случаях 22М,24М заметно уменьшается. Это показывает, что возмущение скорости р-электронов остаточным полем в этих случаях не приводит к заметному изменению функции распределения, ширины  $\Delta V_{06}$ ,  $\Delta V_{01}$  и соответственно эффективной температуры.

В случаях 22М, 24М так же, как в случаях 22,24[7], практически вся энергия, потерянная пучком, поглощается электронами плазмы -  $\Delta W_e \sim \Delta W_b$  (таблица 15). При этом  $\Delta W_b$ ,  $\Delta W_e$  заметно больше начальной энергии плазмы, причем  $\Delta W_b/\Delta W_e^o$ ,  $\Delta W_e/\Delta W_e^o$  растут при увеличении плотности пучка  $n_b/n_o$ . Однако доля энергии потерянная пучком и поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W_b/W_b^o$ ,  $\Delta W_e/W_b^o$  мало различаются в случаях 22-22М, 24-24М и практически не зависит от плотности пучка (таблица 15).

В таблице 16 сравниваются случаи 22М, 24М с  $V_o/V_T = 31.8$  со случаями 10М,14М[6] с  $V_o/V_T = 15.9$ . Приводятся отношения величин из таблицы 15 к соответствующим величинам в соответствующих случаях с  $V_o/V_T = 15.9$ . Для сравнения приводятся такие же отношения для случаев 22,24 из работы [7] и 10,14 из работы [4].

Из таблицы 16 видно, что при увеличении скорости пучка потери энергии пучка  $\Delta W_b/W_e^o$ , энергия, поглощенная электронами плазмы,  $\Delta W_e/W_e^o$  и их полная энергия  $W_e/W_e^o$  заметно растут, но доля  $\Delta W_b/W_b^o$ ,  $\Delta W_e/W_b^o$  энергии пучка меняется незначительно.

**Таблица 15.** Средняя амплитуда волны  $N_e = 1$  в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$  и энергии  $\Delta W_b, W_E, \Delta W_e$  в  $t/T_{oe} = 200$

Случай	22[7]	22M	24[7]	24M
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$E_{cp}^I$	14.8	15.1	27.5	15.7
$V_{з\ cp}^I/V_T$	6.91	6.98	9.42	7.12
$\Delta W_b/W_e^o$	2.92	2.80	10.44	11.20
$W_E/W_e^o$	0.25	0.17	1.10	0.26
$\Delta W_e/W_e^o$	2.71	2.64	9.87	11.88
$\Delta W_i/W_e^o \cdot 10^{-2}$		5.15		9.65
$\Delta W_b/W_b^o$	0.28	0.27	0.25	0.27
$W_E/W_b^o \cdot 10^{-2}$	2.4	1.6	2.6	0.63
$\Delta W_e/W_b^o$	0.26	0.26	0.24	0.29
$\Delta W_i/W_b^o \cdot 10^{-3}$		4.96		2.33
$W_E/\Delta W_e \cdot 10^{-2}$	9.1	6.2	11.1	2.2
$W_e/W_e^o$	3.71	3.64	10.87	12.89
$T_{01}/T_{01}^o$	3.51	3.31	8.22	8.05
$T_{06}/T_{06}^o$	5.13	7.08	13.80	16.10

Пояснения - см таблицу 1 и 14.

**Таблица 16.** Отношение параметров из таблицы 15 в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям с  $V_o/V_T = 15.9$ .  $t/T_{oe} = 200$ .  
 $(V_o/V_T)_r = 31.8/15.9 = 2.0$ ;  $(W_b^o/W_e^o)_r = 4.0$

Случай	22[7]/10[4]	22M/10M	24[7]/14[4]	24M/14M[6]
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$(\Delta W_b/W_e^o)_r$	3.47	4.05	3.12	3.59
$(W_E/W_e^o)_r$	23.64	9.11	27.20	19.77
$(\Delta W_e/W_e^o)_r$	3.22	3.86	2.97	3.79
$(\Delta W_b/W_b^o)_r$	0.87	1.01	0.78	0.90
$(W_E/W_b^o)_r$	5.91	2.26	6.79	4.96
$(\Delta W_e/W_b^o)_r$	0.81	0.96	0.74	0.95
$(W_e/W_e^o)_r$	2.02	2.14	2.51	3.12
$(T_{01}/T_{01}^o)_r$	2.58	2.64	2.55	2.64
$(T_{06}/T_{06}^o)_r$	3.05	6.41	13.14	11.34

$(W_b^o/W_e^o)_r$ ,  $(W_E^o/W_e^o)_r, \dots$  - отношение  $W_b^o/W_e^o$ ,  $W_E^o/W_e^o, \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 31.8$  к  $W_b^o/W_e^o$ ,  $W_E^o/W_e^o, \dots$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$ ; и см Пояснения к таблицам 1 и 14.

Анализ функций распределения электронов плазмы в случаях 22-22M, 24-24M показывает, что в этих случаях энергия поглощается основной частью электронов в области  $f_e(V)/f_{e \max} > 0.135$ . Это видно из таблицы 17, в которой приведено число частиц  $\Delta N_n$  и энергия электронов  $\Delta W_n$ ,  $\delta W_n = \Delta W_n - \Delta W_{on}$  в трех интервалах по скорости, соответствующих уровню функции распределения  $1. f_e(V)/f_{e \max} < 0.135$ ,  $V > V_3(\Delta N_1, \Delta W_1, \delta W_1)$ ;  $2. f_e(V)/f_{e \max} > 0.135$ ,  $V$  от  $V_3$  до  $V_4(\Delta N_2, \Delta W_2, \delta W_2)$ ;  $3. f_e(V)/f_{e \max} < 0.135$ ,  $|V| > |V_4|(\Delta N_3, \Delta W_3, \delta W_3)$   $V_3, V_4$  -граничные скорости на уровне  $f_e(V)/f_{e \max} = 0.135$  (таблица 14);  $\Delta W_{on}$  -энергия электронов в начальной функции распределения в том же интервале скоростей, что и  $\Delta W_n$ . Отношение  $\Delta W_n/W_e$  показывает как распределена полная энергия электронов по интервалам, а  $\delta W_n/\Delta W_e$  показывает какая доля энергии  $\Delta W_e$  поглощается в данном интервале. Распределение частиц и энергии по интервалам в начальной функции распределения в случаях 22,22M и 24,24M (в скобках):  $\Delta N_1/N_o = \Delta N_3/N_o = 1.8(1.7)\%$   $\Delta N_2/N_o = 96.3(96.7)\%$ ;  $\Delta W_1/W_e^o = \Delta W_3/W_e^o = 10.5(10)\%$ ;  $\Delta W_2/W_e^o = 79(80)\%$  (небольшое различие случаев 22,22M и 24, 24M обусловлено различием счетных параметров при построении  $f_o(V)$ ).

Таблица 17.

Энергия поглощенная электронами плазмы.  $t/T_{oe} = 200$ .

Случай	22[7]	22M	24[7]	24M
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$V_3/V_T$	3.93	3.85	6.94	6.32
$V_4/V_T$	-3.81	-3.66	-5.09	-5.58
$\Delta N_1/N_o\%$	1.66	1.64	1.82	1.69
$\Delta N_2/N_o\%$	97.47	97.26	97.21	96.97
$\Delta N_3/N_o\%$	0.87	1.10	0.97	1.34
$W_e/W_e^o$	3.71	3.64	10.87	12.88
$\Delta W_1/W_e\%$	8.81	9.18	23.73	33.85
$\Delta W_2/W_e\%$	86.99	85.01	73.20	59.27
$\Delta W_3/W_e\%$	4.21	5.81	3.07	6.87
$\Delta W_e/W_e^o$	2.71	2.64	9.87	11.88
$\delta W_1/\Delta W_e\%$	8.24	8.74	25.13	35.86
$\delta W_2/\Delta W_e\%$	89.81	87.16	72.43	57.51
$\delta W_3/\Delta W_e\%$	1.95	4.10	2.38	6.62

$V_3$ ,  $V_4$ -граничные скорости функции распределения  $f_e(V)$  на уровне  $f_e(V)/f_{e\max} = 0.135$  (таблица 14);  $\Delta N_n$ ,  $\Delta W_n$ ,  $\delta W_n$  – число частиц и энергия в интервале скоростей  $V > V_3$  ( $\Delta N_1$ ,  $\Delta W_1$ ,  $\delta W_1$ ),  $V$  от  $V_3$  до  $V_4$  ( $\Delta N_2$ ,  $\Delta W_2$ ,  $\delta W_2$ ),  $|V| > |V_4|$  ( $\Delta N_3$ ,  $\Delta W_3$ ,  $\delta W_3$ );  $\delta W_n = \Delta W_n - \Delta W^{on}$ ,  $\Delta W^{on}$  – энергия в том же интервале скоростей начальной функции распределения что и  $\Delta W_n$ ;  $N_o = 2.003 \cdot 10^5$  – полное число электронов плазмы;  $\Delta W_e$  – энергия поглощенная электронами плазмы;  $W_e = W_e^o + \Delta W_e$  полная энергия электронов плазмы.

Из таблицы 17 видно, что во всех случаях в области  $f_e(V)/f_{e\max} > 0.135$  сосредоточено  $\sim 97\%$  всех электронов. Эти электроны поглощают основную часть энергии. Действительно, в случаях 22-22M  $\Delta W_2/\Delta W_e \sim 90 - 87\%$ , в случаях 24-24M  $\sim 72 - 58\%$ . Таким образом, основная часть энергии поглощенная электронами, идет на нагрев электронов плазмы. Меньшая часть энергии поглощается в области  $f_e(V)/f_{e\max} < 0.135$ . Действительно, в случаях 22-22M  $(\delta W_1 + \delta W_3)/\Delta W_e \sim 10 - 13\%$ , в случаях 24-24M  $\sim 28 - 42\%$ . При этом в случаях 24,24M в "хвостах" функции распределения электроны ускоряются до больших скоростей  $V_{\max}^e/V_T \sim 49 - 51$  (таблица 11).

В рассматриваемых случаях энергия, поглощенная электронами,  $\Delta W_e$  значительно больше начальной энергии электронов  $W_e^o$ , так что

распределение полной энергии по интервалам  $\Delta W_n/W_e$  незначительно отличается от распределения  $\delta W_n/\Delta W_e$  (таблица 17).

В работе [7] было показано, что в плазме с неподвижными ионами рост эффективной температуры приводит к росту потенциала ( $e\phi \sim \tilde{n}/n_oT$ ) и соответственно амплитуды напряженности поля  $E^N$  возмущения плотности - гармоника с номером  $N = N_i$  ([7] Рис.12,25,38). В плазме с подвижными ионами рассматриваемой в настоящей работе, этот эффект также проявляется, хотя и имеет более сложный характер. Действительно, в рассматриваемых случаях существенную роль играет изменение амплитуды возмущения плотности ионно-звуковой волны (Рис.5,15), на которое накладывается изменение  $E^{N_i}$  с ростом температуры. Это видно из сравнения кривых  $E^N(t)$  и  $\tilde{n}^N(t)$  гармоника с номером  $N = N_i$ .

На Рис.21 показана зависимость  $E^N(t)$  в случаях 22М (Рис.21а), 24М(Рис.21б) с  $V_o/V_T = 31.8$ ;  $N_i = 14$  и в случаях 10М (Рис.21с), 14М [6] (Рис.21д) с  $V_o/V_T = 15.9$ ;  $N_i = 7$ . В случае 10М температура меняется незначительно - в  $t/T_{oe} = 200$   $T_{06}/T_{06}^o \sim 1.1$ ;  $T_{01}/T_{01}^o \sim 1.25$ . Сравнение  $E^N(t)$  (Рис.21с) и  $\tilde{n}^N(t)$  (Рис.26а) показывает, что в этом случае,  $E^{N_i}$  уменьшается и меняется так же, как  $\tilde{n}^{N_i}$ . В случае 14М температура несколько больше ( $T_{06}/T_{06}^o \sim 1.4$ ;  $T_{01}/T_{01}^o \sim 3.05$ [6]), но соответствие кривых  $E^N(t)$  и  $\tilde{n}^N(t)$  (Рис.21д и Рис 19а[6]) наблюдается и в этом случае, хотя уменьшение средней амплитуды  $E_{cp}^{N_i}$  (в 2,7 раза).

В случаях 22М,24М температура значительно больше, чем в случаях 10М,14М - в  $t/T_{oe} = 200$  в случае 22М  $T_{06}/T_{06}^o \sim 7.08$ ;  $T_{01}/T_{01}^o \sim 3.31$ ; в случае 24М  $T_{06}/T_{06}^o \sim 16.1$ ;  $T_{01}/T_{01}^o \sim 8.05$ . Сравнение кривых  $E^N(t)$  и  $\tilde{n}^N(t)$  в этих случаях (Рис.21а и 5а; Рис.21б и 15а) показывает, что некоторая корреляция этих кривых (в частности одинаковая модуляция) сохраняется. Однако, рост температуры, так же, как в случаях 22,24[7], приводит к росту средней амплитуды  $E_{cp}^{N_i}$  по сравнению с начальной, хотя  $n_{cp}^{N_i}$  падает. В таблице 18 для случаев 22М,24М и 22,24[7] приведены средние  $E_{cp}^{N_i}$  и максимальные  $E_{mx}^{N_i}$  амплитуды гармоника с номером  $N = N_i$  в интервале времени  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$  и соответствующие им  $V_3^{N_i}$ ,  $V_{3mx}^{N_i}$  ( $V_3^{N_i} = 2\sqrt{\frac{e\phi^{N_i}}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^{N_i}}{m} \frac{\lambda^{N_i}}{2\pi}}$ ), а также  $(E_{cp}^{N_i})_r$ ,  $(E_{mx}^{N_i})_r$  -отношения этих величин в случаях с  $V_o/V_T = 31.8$  к случаям  $V_o/V_T = 15.9$ .

Выше было показано, что в случаях 22-22М, 24-24М эффективная температура  $T_{01}/T_{01}^o$  практически одинакова, а  $T_{06}/T_{06}^o$  различается незначительно (таблица 14,15) и во всех этих случаях эффективная температура значительно больше, чем в случаях с  $V_o/V_T = 15.9$  (таблица 14,16). Из таблицы 18 видно, что примерно также различаются  $E_{cp}^{N_i}$ ,

$E_{m.x}^{N_i}$ . Действительно, в случаях 22-22М, 24-24М эти величины близки или различаются не очень сильно, а в случаях с разными  $V_o$  различаются значительно.

**Таблица 18.** Средние и максимальные амплитуды гармоника  $N = N_i$  в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$

Случай	22[7]	22М	24[7]	24М
$M/m$	$10^{10}$	$10^2$	$10^{10}$	$10^2$
$n_b/n_o \cdot 10^{-2}$	1.0	1.0	4.0	4.0
$E_{cp}^{N_i}$	5.8	4.8	13.0	6.0
$V_{з cp}^{N_i}/V_T$	1.16	1.05	1.73	1.18
$E_{m.x}^{N_i}$	6.4	6.6	13.6	10.0
$V_{з m.x}^{N_i}/V_T$	1.21	1.23	1.77	1.52
$V_{з cp}^{N_i}/V_{зo}^i$	1.30	1.18	1.93	1.33
$V_{з m.x}^{N_i}/V_{зo}^i$	1.36	1.38	1.99	1.71
$(E_{cp}^{N_i})_r$	1.41	6.0	3.51	3.33
$(E_{m.x}^{N_i})_r$	1.39	4.13	2.96	3.85

$V_{зo}^i = 2\sqrt{\frac{e\phi_i}{m}} \sim 2(\tilde{n}/n_o)^{1/2}V_T$ ;  $E_{cp}^{N_i}$ ,  $E_{m.x}^{N_i}$  - средние и максимальные амплитуды гармоника с номером  $N = N_i$  в интервале времени  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$  и соответствующие им  $V_{з cp}^{N_i}$ ,  $V_{з m.x}^{N_i}$ ;  $V_{з}^{N_i} = 2\sqrt{\frac{e\phi^{N_i}}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE^{N_i}}{m} \frac{\lambda^{N_i}}{2\pi}}$ ;  $E$  - нормировано на  $\frac{m\tau_d}{eT_{oe}^2}$ ;  $(E_{cp}^{N_i})_r$ ,  $(E_{m.x}^{N_i})_r$  отношение  $E_{cp}^{N_i}$ ,  $E_{m.x}^{N_i}$  в случае с  $V_o/V_T = 31.8$  к  $E_{cp}^{N_i}$ ,  $E_{m.x}^{N_i}$  в случае с  $V_o/V_T = 15.9$  [3,4].

Анализ функций распределения электронов пучка (b-электронов)  $f_b(V)$  и траекторий на фазовой плоскости b-электронов (пробных частиц с  $V_N^o = V_o$ ) в случаях рассмотренных в работе [7] и настоящей работе, позволяет понять структуру стохастической b-области и характер подерживающих ее волн.

Ранее в работе [1] изучались неустойчивости холодного пучка электронов в однородной плазме. Было найдено, что в отсутствие неустойчивости сателлитов развитие пучковой неустойчивости приводит к формированию квазистационарной волны БГК -ленгмюровской волны область захвата которой заполнена захваченными электронами. Амплитуда этой волны поддерживается в среднем постоянной за счет движения захва-

ченных частиц, поскольку число ускоряющихся в поле волны электронов в среднем равно числу тормозящихся. Функция распределения  $b$ -электронов случае имеет вид пика. Траектории  $b$ -электронов в системе волны имеют вид замкнутых эллипсов ([1], 98-36).

При наличии возмущений развивается стохастическая неустойчивость движения части электронов и вблизи сепаратрисы ограничивающей область захвата, на фазовой плоскости образуется стохастический слой. Траектории электронов в слое имеют стохастический характер - частица то захватывается в волну, то становится пролетной через одинаковые промежутки времени ([1] 98-36).

При развитии неустойчивости сателлитов в районе областей захвата основной волны и гармоник-сателлитов развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов и формируется квазистационарная область стохастического движения. При этом на функции распределения  $f_b(V)$  формируется плато, а траектории  $b$ -электронов приобретают стохастический характер. В некоторых случаях сохраняется небольшое число захваченных в основную волну частиц и на функции распределения сохраняется небольшой пик ([1],98-37,98-38).

Подобные процессы наблюдаются и в случаях рассмотренных в работе [7] и настоящей работе. Действительно, в случаях 22-25[7], 22М,24М развитие стохастической неустойчивости сателлитов и других процессов приводит к формированию квазистационарной  $b$ -области в районе области захвата основной волны и гармоник сателлитов. Структура этой области зависит от начальных параметров пучка и амплитуды основной волны.

В случаях 22,23[7],22М с  $n_b/n_o = 0.01$  амплитуда основной волны  $N_e = 1$  сравнительно невелика, так что даже в  $t = t_{\max}^I (V_{\phi}^I - V_{z\max}^I) > V_{\phi}^{II}$  (таблица 4 в [7], таблица 4). Невелика и скорость развития неустойчивости сателлитов. В результате в этих случаях формируется волна БГК  $N_e = 1$  со стохастическим слоем, а гармоника сателлит  $N_e = 2$  развивается позже в результате захвата электронов из стохастического слоя [1]. При развитии сильной стохастической неустойчивости движения электронов в районе областей захвата волны  $N_e = 1$  и гармоники  $N_e = 2$  волна  $N_e = 1$  во всех случаях сохраняет характер волны БГК с захваченными частицами, о чем свидетельствует пик на функции распределения  $b$ -электронов (Рис.18,24 в работе [7]; Рис.8 в настоящей работе). Стохастическая  $b$ -область в этих случаях включает область захвата гармоники  $N_e = 2$  (а позже  $N_e = 3$ ) и стохастический слой волны  $N_e = 1$ . На функции распределения  $f_b(V)$  в этой области образуется плато (Рис.18,24 в [7];Рис 8).

Анализ траекторий б-электронов, попадающих в район области захвата гармоник  $N_e = 2$ , показывает, что все траектории имеют стохастический характер - частицы через случайные интервалы времени захватываются гармоникой  $N_e = 2$ , то волной  $N_e = 1$ , то становятся пролетными. Траектории такого типа приведены в работе [1] 98-37 Рис.32-35. На Рис.32-35, а также на Рис.36-40 показаны траектории б-электронов в случаях 22-25[7], 24М в системе волны  $N_e = 1$  и  $N_e = 2$ , а на Рис 37,38, кроме того, в системе волны  $N_e = 3$ . При построении траекторий в системе волны  $N_e = 1$  фазовая скорость волны принята равной  $V_p$  в  $t/T_{oe} = 200$  (таблица 12 в [7], таблица 14). При построении траекторий в системе гармоник  $N_e = 2$  и 3 фазовая скорость принята равной фазовой скорости ленгмюровских волн с той же длиной волны (таблица 4 в [7], таблица 4). Отметим, что из-за нелинейных эффектов фазовая скорость волны  $N_e = 1$  и гармоник может немного меняться во времени, что может привести к некоторому искажению траекторий.

По кривым  $E^{II}(t)$  в случаях 22,23,22М (Рис.16,22 в [7]; Рис.4) видно, что в  $t/T_{oe} > 100$  средняя амплитуда гармоник  $N_e = 2$  остается практически постоянной. Стохастический характер траекторий, постоянство средней амплитуды, а также то, что область захвата гармоник  $N_e = 2$  лежит в области плато функции распределения  $f_b(V)$  показывает, что гармоника  $N_e = 2$  имеет характер волны БГК. Однако, в отличие от волны БГК с захваченными частицами, амплитуда волны в этом случае поддерживается постоянной за счет стохастического движения б-электронов. Действительно, плато на функции распределения показывает, что число ускоряющихся в поле волны электронов в среднем равно числу тормозящихся, хотя все они движутся стохастически.

В случаях 24,25[7], 24М с  $n_b/n_o = 0.04$  амплитуда основной волны значительно больше, так что в  $t = t_{\max}^I (V_{\phi}^I - V_{z\max}^I) < V_{\phi}^N$ ,  $N_e = 2$  и 3 (таблица 4 в [7], (таблица 4)). В этих случаях гармоник сателлиты развиваются почти одновременно с основной волной, что сразу же приводит к развитию сильной стохастической неустойчивости движения б-электронов. В результате стохастическая б-область формируется в районе областей захвата нескольких гармоник, включая основную волну  $N_e = 1$ . При этом функция распределения б-электронов во всей области имеет вид плато. В некоторых случаях (случаи 24, 24М) на плато сохраняется небольшой пик в районе  $V \sim V_{\phi}^I$ , свидетельствующий о сохранении некоторого количества захваченных электронов (Рис.31,37 в [7], Рис.18).

Анализ траекторий б-электронов, попадающих в б-область показывает, что они имеют стохастический характер - частицы через случайные промежутки времени захватываются то одной гармоникой, то другой, то

становятся пролетными. Траектории такого типа приведены в работе [1], 98-38 и на Рис.35-40. Отметим, что в случаях 25, 24М траектории в системе гармоник  $N_e = 2$  и 3 (Рис.36-39) несколько искажены (при нескольких оборотах в области захвата гармоника петли траектории сдвинуты друг относительно друга) из-за изменения во времени фазовой скорости гармоник по сравнению с ленгмюровской.

По кривым  $E^N(t)$  в случаях 24, 25, 24М (Рис.29, 35 в [7], Рис.14) видно, что в  $t/T_{oe} > 100$  средняя амплитуда гармоник сателлитов и волны  $N_e = 1$  остается практически постоянной. Постоянство амплитуды, плато на  $f_b(V)$  и стохастический характер траекторий показывает, что так же, как в случаях 22,23,22М, гармоника, формирующая стохастическую b-область представляют собой волны БГК типа, поддерживаемые стохастическим движением электронов. В случае 25 такой же характер имеет и волна  $N_e = 1$ , вся область захвата которой находится в стохастической области. Действительно, границы области захвата  $V_\phi \pm V_{zmx}$  волны  $N_e = 1$   $t/T_{oe} = 200 V/V_T \sim 18 - 34$  лежат в пределах плато функции распределения  $V/V_T \sim 8 - 35$ . В случаях 24, 24М стохастическая область занимает значительную часть области захвата волны  $N_e = 1$ , но сохраняется небольшой сгусток захваченных частиц, свидетельствующий о сохранении волны БГК с захваченными частицами.

Таким образом, в случаях 22-25[7], 22М, 24М стохастические b-области поддерживаются волнами БГК-типа с захваченными частицами или частицами которые движутся стохастически. Стохастический характер траекторий, формирование плато на  $f_b(V)$ , постоянство средней амплитуды основной волны и гармоник-сателлитов, свидетельствующие о формировании стохастической b-области и волн БГК-типа, поддерживаемых стохастическим движением электронов, наблюдались также в случаях 10-15 с  $n_b/n_o \sim 0.01; 0.02; 0.04$ [4], 1п,2п,4п с  $n_b/n_o \sim 0.04$ [5] и 12М, 14М с  $n_b/n_o = 0.02$  и  $0.04$ [6] (во всех случаях  $V_o/V_T = 15.9$ ).

Во всех этих случаях так же, как в случаях 22-25[7], 22М, 24М, в плазме задается возмущение плотности или ионно-звуковая волна. При этом сателлитная неустойчивость развивается одновременно с конверсией и затуханием. Квазистационарное состояние устанавливается в результате развития всех этих процессов и поддерживается за счет притока энергии (см выше).

В случаях 1-3, 1-4[1] без возмущения плотности пучковая и сателлитная неустойчивость в течение некоторого времени (в случае 1-3  $t/T_{oe} \sim 60$ , в случае 1-4  $\sim 30$ ) развивается в отсутствие других процессов. При этом траектории b-электронов приобретают стохастический характер, в районе области захвата гармоника  $N_e = 2$  в случае 1-3 или  $N_e = 2$  и

$N_e = 1$  в случае 1-4 формируется плато, амплитуды волны  $N_e = 1$  и гармоники  $N_e = 2$  становятся в среднем почти постоянными, что указывает на формирование  $b$ -области и волн БГК типа, поддерживаемых стохастическим движением электронов. Это показывает, что волны такого типа могут существовать и в отсутствие притока энергии.

В случаях 1-3, 1-4[1] модуляция поля  $E(x)$  гармониками-спутниками стимулирует развитие модуляционной неустойчивости, которая приводит к коллапсу, ускорению части электронов плазмы (образованию "хвостов") и значительному затуханию основной волны и гармоник-спутников. После завершения этих процессов вновь формируется квазистационарная стохастическая  $b$ -область поддерживаемая волнами меньшей амплитуды, но того же типа.

В случаях рассмотренных в работах [2-7] и настоящей работе, в районе областей захвата гармоник конверсии формируются квазистационарные стохастические области  $V > 0$  и  $V < 0$ . Квазистационарность этих областей поддерживается притоком энергии (см выше). При этом эти области находятся в районе градиента функции распределения электронов плазмы  $f_e(V)$ . Однако, волны, поддерживающие эти области, имеют такой же характер, как волны  $b$ -области. Действительно средняя амплитуда гармоник конверсии сохраняется постоянной или приближается к постоянной (Рис.15,21,28,34 в [7], Рис.3,13). Траектории электронов попадающие в эти области, имеют стохастический характер - частицы захватываются то одной гармоникой, то другой, то становятся пролетными. Характерные траектории приведены в работах [2,3]. Траектории электронов в случаях рассмотренных в работе [7] и настоящей работе, имеют такой же характер.

Отметим, что наблюдаемый характер стохастического движения с захватом частиц то одной гармоникой, то другой и временным сохранением регулярности движения отличается от чисто хаотического движения, которое предполагается например в течение слабой турбулентности плазмы.

## Приложение.

Рассмотрим случай 10M с  $n_b/n_o = 0.01$ ;  $V_o/V_T = 15.9$ ;  $\lambda_i/r_d = 14.3$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ . В настоящей работе этот случай сравнивается со случаем 22M с такими же параметрами но  $V_o/V_T = 31.8$ . Кривые, описывающие случай 10M приведены на Рис.22-31. Развитие неустойчивости в случае 10M имеет такой же характер как в случаях 12M с  $n_b/n_o = 0.02$  и 14M с  $n_b/n_o = 0.04$  и с остальными параметрами такими же, как в случае 10M (см работу [6]). Поэтому мы ограничимся тем, что приведем цифры, характеризующие этот случай для тех же величин, что и приведенные в таблицах настоящей работы.

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 10M.  $V_o/V_T = 15.9$ .

$t_{\max}^I/T_{oe}$	6.7
$E_{\max}^I$	32.4
$V_{z \max}^I/V_T$	7.23
$T_B/T_{oe}$	4.4
$E_{\max}^2/8\pi n_o T$	0.34
$\Delta W_b/W_e^o$	0.90
$W_E/W_e^o$	0.37
$\Delta W_e/W_e^o$	0.53
$\Delta W_b/W_b^o$	0.35
$W_E/W_b^o$	0.14
$\Delta W_e/W_b^o$	0.20

Пояснения см таблицу 1.  $W_b^o/W_e^o = 2.5936$

Амплитуда основной волны  $N_e = 1$  и гармоник конверсии в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случай 10M.

		$N_e + N_i$	$N_e + 2N_i$	$N_e - N_i$	$N_e - 2N_i$
$N$	1	8	15	-6	-13
$t_{\max}^N/T_{oe}$	6.7	10.1	49.4	11.1	21.5
$E_{\max}^N$	32.4	4.70	1.03	3.90	1.00
$V_{z \max}^N/V_T$	7.23	1.38	0.47	1.45	0.50

Пояснения – см таблицу 3.

Длины волн, фазовые скорости и  $V_{\phi}^N \pm V_{\varepsilon \max}^N$  гармоник-спутников и гармоник конверсии  $N = (N_e \pm \beta N_i)$  ( $N_e = 1$  и  $2$ ,  $\beta = 1$  и  $2$ ,  $N_i = 7$ ). Случай 10M

$N$	1	2	3	4	-5	-6	8	9	-13	15
$\lambda^N/r_d$	100	50.0	33.3	25.0	20.0	10.7	12.5	11.1	7.7	6.7
$V_{\phi}^N/V_T$	16.09	8.14	5.58	4.34	-3.62	-3.17	2.64	2.48	-2.12	2.03
$V_{\phi}^N + V_{\varepsilon \max}^N$	26.3	12.8	7.7	5.9	-2.3	-1.7	4.0	3.3	-1.6	2.5
$V_{\phi}^N - V_{\varepsilon \max}^N$	5.9	3.5	3.5	2.8	-5.0	-4.6	1.3	1.7	-2.6	1.6

Пояснения -см таблицу 4.

Амплитуда основной волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников в максимуме кривой  $E^N(t)$ . Случай 10M.

$N$	1	2	3	4
$t_{\max}^N/T_{oe}$	6.7	114.4	69.7	95.5
$E_{\max}^N$	32.4	13.2	4.2	3.0
$V_{\varepsilon \max}^N/V_T$	10.23	4.61	2.12	1.55

Пояснения -см таблицу 6.

Средние и максимальные амплитуды основной волны  $N_e = 1$  и гармоник-спутников в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ . Случай 10M.

$N$	1	2	3
$E_{\text{cp}}^N$	7.5	3.3	1.2
$E_{\text{mx}}^N$	10.0	7.0	2.8

Пояснения -см таблицу 8.

Средние и максимальные амплитуды основной волны гармоник-конверсии в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ . Случай 10М.

$N$	$N_e + N_i = 8$	$N_e + 2N_i = 15$	$N_e - N_i = -6$	$N_e - 2N_i = -13$
$E_{cp}^N$	0.75	0.25	0.75	0.25
$E_{mx}^N$	1.5	0.5	1.5	0.7

Пояснения -см таблицу 9.

Энергия ионов в  $t = 0$ ,  $t_{max}^i$  и  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 10М.

$W_i^o/W_e^o$	$\Delta W_i^o/W_e^o$	$t_{i\max}/T_{oe}$	$\Delta W_{i\max}/W_e^o$	$\delta W_{i\max}/W_e^o$	$\delta W_{i\max}/W_e^o$
$3.37 \cdot 10^{-2}$	$1.74 \cdot 10^{-2}$	6.2	$2.26 \cdot 10^{-2}$	$0.53 \cdot 10^{-2}$	0.16

$t/T_{oe}$	$\Delta W_i/W_e^o$	$\delta W_i/W_e^o$	$\delta W_i/W_i^o$
200	$1.53 \cdot 10^{-2}$	$-0.21 \cdot 10^{-2}$	$-6.2 \cdot 10^{-2}$

Пояснения -см таблицу 10.

Максимальные и минимальные скорости электронов пучка и плазмы и ионов в  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 10М.

$V_{max}^b/V_T$	$V_{min}^b/V_T$	$V_{max}^e/V_T$	$V_{min}^e/V_T$	$V_{max}^i/V_T$	$V_{min}^i/V_T$	$V_{max}^i/V_T$
26.68	3.69	12.76; 7.00*	-5.11	0.17	$-9.98 \cdot 10^{-2}$	9.

\* - 1 частица

Пояснения -см таблицу 11.

Границы и ширина стохастических областей в плазме  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 10М.

Область $V > 0$	$V_N^{\max}/V_T$	$V_{\max}^e/V_T$	$V_N^{\min}/V_T$	$\delta V_N/V_T$	$\delta V_e/V_T$
$V_N^o/V_T = 2.84$	7.49	12.76	$-0.61^*; 1.19$	$8.09^*; 6.29$	$13.37^*; 11.$
Область $V < 0$	$V_N^{\max}/V_T$	$V_N^{\min}/V_T$	$V_{\min}^N/V_T$	$\delta V_N/V_T$	$\delta V_e/V_T$
$V_N^o/V_T = -2.84$	-1.15	-4.76	-5.11	3.61	3.96

\* - 1 частица

Пояснения -см таблицу 12.

Обработка функции распределения по скорости электронов пучка и плазмы  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 10М.

$V_p/V_T$	$f_{b \max}/f_{bo}$	$f_{e \max}/f_{o \max}$
13.37	$9.26 \cdot 10^{-2}$	0.86

$f_e(V)/f_{e \max} = 0.606$	$V_1/V_T$	$V_2/V_T$	$\Delta V_{06}/V_T$	$T_{06}/T_{06}^0$
$\Delta V_{06}^o/V_T = 2.02$	-1.12	0.99	2.11	1.10
$f_e(V)/f_{e \max} = 0.135$	$V_3/V_T$	$V_4/V_T$	$\Delta V_{01}/V_T$	$T_{01}/T_{01}^0$
$\Delta V_{01}^o/V_T = 4.07$	-1.86	2.69	4.55	1.25

Пояснения -см таблицу 14.

Средняя амплитуда волны  $N_e = 1$  в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$  и энергии  $\Delta W_b$ ,  $W_E$ ,  $\Delta W_e$  в  $t/T_{oe} = 200$ . Случай 10М.

$E_{cp}^I$	$V_{3 \text{ cp}}^I/V_T$	$\Delta W_b/W_e^o$	$W_E/W_e^o$	$\Delta W_e/W_e^o$	$\Delta W_i/W_e^o$	$W_e/W_e^o$
7.5	3.48	0.72	$2.74 \cdot 10^{-2}$	0.70	$1.53 \cdot 10^{-2}$	1.70

$W_E/\Delta W_e$	$W_E/W_e$	$\Delta W_b/W_b^o$	$W_E/W_b^o$	$\Delta W_e/W_b^o$	$\Delta W_i/W_b^o$
$3.91 \cdot 10^{-2}$	$1.61 \cdot 10^{-2}$	0.28	$1.06 \cdot 10^{-2}$	0.27	$5.87 \cdot 10^{-3}$

Пояснения -см таблицу 15.

Средние и максимальные амплитуды гармоник  $N = N_i$  в  $t/T_{oe} \sim 180 - 200$ . Случай 10М и 14М.  $N_i = 7$ ;  $\tilde{n}/n_o = 0.20$ ;  $V_{30}^{N_i}/V_T = 0.89$ ;  $E_o^{N_i} = 3.44$ .

	$E_{cp}^{N_i}$	$V_{3 \text{ cp}}^{N_i}/V_T$	$E_{mx}^{N_i}$	$V_{3mx}^{N_i}/V_T$	$V_{3 \text{ cp}}^{N_i}/V_{30}^{N_i}$	$V_{3mx}^{N_i}/V_{30}^{N_i}$
Случай 10М	0.8	0.43	1.6	0.61	0.48	0.72
Случай 14М	1.8	0.64	2.6	0.77	0.69	0.87

## Список литературы

- [1] *Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова.* Препринты ИЯФ 98-36, 98-37, 98-38, Новосибирск, 1998.
- [2] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринты ИЯФ 99-21, 99-22, Новосибирск, 1999.
- [3] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2000-6, Новосибирск, 2000.
- [4] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2000-58, Новосибирск, 2000.
- [5] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринты ИЯФ 2001-15, 2001-16, Новосибирск, 2001.
- [6] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2001-35, Новосибирск, 2001.
- [7] *Н.С. Бучельникова, В.Э. Карлин.* Препринт ИЯФ 2004-14, Новосибирск, 2004.