



Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

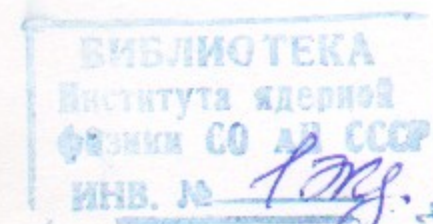
*А. 86
1998*

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

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

ИЯФ 98-80

<http://www.inp.nsk.su/publications>



**НОВОСИБИРСК
1998**

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

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

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

Аннотация

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов с параметрами $V_0/V_T = 15,9$; $n_b/n_0 \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$ в одномерной бесстолкновительной плазме с подвижными ионами в системе длиной $L = 3\lambda = 300r_d$.

Показано, что развитие пучковой неустойчивости сопровождается сателлитной и модуляционной неустойчивостью. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к затуханию электрического поля. При $n_b/n_0 \sim 1 \cdot 10^{-3}$ после сброса части энергии затухание прекращается, параллельно формируется волна БГК-типа. При $n_b/n_0 \sim (3 \div 5) \cdot 10^{-3}$ модуляционная неустойчивость приводит к коллапсу, затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы.

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

G.A. Artin, N.S. Buchelnikova

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The instability of a cold electron beam ($V_0/V_T = 15,9$; $n_b/n_0 \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$ in onedimensional collisionless plasma with mobile ions in a "long" system ($L = 3\lambda = 300r_d$) was studied in numerical experiment (PIC-method).

It was shown that the evolution of the beam-plasma instability is followed by the sideband instability and the modulational instability. If $n_b/n_0 \sim 1 \cdot 10^{-3}$, the evolution of the modulational instability leads to the damping of the electric field. When a part of the energy is absorbed, the damping becomes small. In parallel a BGK-type wave is formed. If $n_b/n_0 \sim (3 \div 5) \cdot 10^{-3}$, the modulational instability leads to the collapse and to the absorption of the electric field energy by the plasma electrons.

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

В настоящей работе описаны численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию неустойчивости холодного пучка электронов большой скорости $V_0 \gg V_T$ в одномерной бесстолкновительной плазме с подвижными ионами в "длинной" системе $L = 3\lambda$. Работа является продолжением работ [1а,б,в], в которых исследовалась неустойчивость пучка с плотностью $n_b/n_0 \sim (0,5 \div 30) \cdot 10^{-2}$ в "короткой" системе $L = \lambda$, и прямым продолжением работы [1г] с $n_b/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ в "длинной" системе $L = 3\lambda$. В настоящей работе исследуются пучки с плотностью $n_b/n_0 \sim (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$.

В работе [1г] показано, что при $n_b/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ пучковая неустойчивость приводит к развитию основной волны — гармонике с максимальным инкрементом. Нелинейная стадия пучковой неустойчивости определяется захватом электронов пучка этой волной. Дальнейшее развитие неустойчивости приводит к формированию стационарной волны БГК-типа. Сателлитная неустойчивость [2,3] не наблюдается. При тех же параметрах пучка и задании затравочной волны-сателлита развитие пучковой и сателлитной неустойчивости приводит к формированию стационарной структуры БГК-типа на фазовой плоскости.

В настоящей работе показано, что при увеличении n_b/n_0 одновременно с пучковой неустойчивостью развивается сателлитная неустойчивость. Возбуждение гармоник-сателлитов приводит к модуляции волны и модуляционной неустойчивости. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к затуханию волны в результате развития стохастической неустойчивости движения электронов плазмы [4]. При $n_b/n_0 \sim 1 \cdot 10^{-3}$ полного затухания волны не происходит — после сброса части энергии затухание прекращается, параллельно формируется волна БГК-типа. При $n_b/n_0 \sim (3 \div 5) \cdot 10^{-3}$ развитие модуляционной неустойчивости приводит к коллапсу, разрушению формирующейся волны БГК, затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d = 300$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов плазмы задается максвелловское распределение по скоростям с $T_e/T_i = 30$, $M/m = 10^2$, обрзанное на скорости $V \sim \pm 2,8V_T$ из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e \sim 10^5$ на длине $100r_d$).

Задается холодный (монохроматический) пучок со скоростью $V_o/V_T = 15,9$. Для эффективного увеличения числа частиц пучка применяется метод "взвешивания", эквивалентный тому, что один электрон дробится на β частиц (b -электронов) с массой m/β и зарядом e/β , но с тем же отношением e/m , как у электрона.

Рассматриваются случаи 2-3, 2-4, 2-5 и 2-5-0.

В случае 2-3 $n_b/n_o = 1 \cdot 10^{-3}$; число электронов пучка на длине $100r_d$ $N^b = 100$; число "взвешенных" b -электронов на длине $100r_d$ $N^{b'} = 1 \cdot 10^4$; энергия электронов пучка $W_b^o/W_e^o = 0,2594$ (W_e^o — тепловая энергия электронов плазмы).

В случае 2-4 $n_b/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$; $N^b = 300$; $N^{b'} = 1 \cdot 10^4$; $W_b^o/W_e^o = 0,7781$.

В случаях 2-5 и 2-5-0 $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$; $N^b = 500$; $N^{b'} = 1 \cdot 10^4$; $W_b^o/W_e^o = 1,297$.

Во всех случаях, кроме случая 2-5-0, в начальный момент времени задаются две затравочные ленгмюровские волны малой амплитуды — одна с длиной волны $\lambda/r_d = 100$, номером гармоники $N = L/\lambda = 3$, фазовой скоростью $V_\phi/V_T = 16,1$ и амплитудой $E/((\frac{mr_d}{eT_{oe}^2})) = 1$; вторая с $\lambda/r_d = 75$, $N = 4$, $V_\phi/V_T = 12,1$ и $E/((\frac{mr_d}{eT_{oe}^2})) = 0,7$. В случае 2-5-0 затравочные волны не задаются.

В начальный момент задается 100 пробных частиц ($e = m = 0$, e/m то же, что у электрона) со скоростью, равной скорости электронов пучка, равномерно распределенных на длине $100r_d$. Прослеживается 18 траекторий пробных частиц на фазовой плоскости.

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

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

Рассмотрим случай 2-3: $L/r_d = 300$; $V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o = 1 \cdot 10^{-3}$; $\frac{W_b^o}{W_e^o} = 0,26$.

На рис. 1 ÷ 5 показана зависимость от времени потерь энергии элек-

тронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^o)$, энергии электрического поля W_E и энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^o$ (рис. 1,2), амплитуды гармоник поля E^N (рис. 3,5), амплитуды гармоник возмущения плотности \tilde{n}^N (рис. 4). На рис. 6 показаны фазовые плоскости электронов, на рис. 7,8 — функции распределения по скорости электронов плазмы и пучка (b -электронов), на рис. 9,10 — распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$, на рис. 11 — распределение $E(x)$ для случая 2-3.

Из рис. 1 ÷ 3,5 видно, что начальная стадия неустойчивости имеет тот же характер, что и в случаях 2-1, 2-2 [1г]. Действительно, вначале выделяется гармоника $N = 3$ с длиной волны $\lambda = 100r_d$. Нелинейная стадия неустойчивости определяется захватом электронов пучка, что видно по фазовым плоскостям электронов и по колебаниям на кривых $W(t)$, $E^{III}(t)$ (рис. 1 ÷ 3,5,6). Первый максимум кривой $E^{III}(t)$ достигается в $t/T_{oe} \sim 9$, при этом $E_{\max}^{III} \sim 8,3$; $V_{z \max} = 2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{m}} \sim 3,66V_T$; $W_{E \max} \sim 2,37 \cdot 10^{-2}W_e^o \sim 9,14 \cdot 10^{-2}W_b^o$; $\Delta W_{b \max} \sim 4,73 \cdot 10^{-2}W_e^o \sim 18,24 \cdot 10^{-2}W_b^o$. Период колебаний $W(t)$, $E^{III}(t)$ — $T_B \sim 10T_{oe}$.

Из рис. 3,5 видно, что несколько позже, чем гармоника $N = 3$ начинает расти гармоника $N = 4$. По фазовым плоскостям видно, что в $t/T_{oe} > 10$ гармоника $N = 4$ начинает захватывать электроны пучка. При этом электроны замедляются, а амплитуда гармоники $N = 4$ растет. Это показывает, что развивается сателлитная неустойчивость [2,3]. Увеличение числа захватываемых электронов приводит к дальнейшему росту амплитуды гармоники $N = 4$ (рис. 3,5). При этом движение b -электронов приобретает характер сильной стохастической неустойчивости (подробнее см. [16]). К $t/T_{oe} \sim 50$ амплитуда гармоники $N = 4$ достигает величины $E^{IV} \sim 5,0$ ($V_3^{IV} \sim 2,12V_T$), равной амплитуде гармоники $N = 3$ и продолжает медленно расти вместе с $N = 3$ до $t/T_{oe} \sim 200$.

Дальнейшее развитие сателлитной неустойчивости приводит к возбуждению новых гармоник. Действительно, из рис. 3,5 видно, что в $t/T_{oe} > 100$ начинает развиваться гармоника $N = 5$, а в $t/T_{oe} > 150$ — гармоника $N = 6$. Эти гармоники начинают захватывать b -электроны (рис. 6 $t/T_{oe} = 120$) и включаются в сильную стохастическую неустойчивость. При этом заметная часть b -электронов дрейфует в область меньших скоростей, что видно по функциям распределения по скорости (рис. 7,8). Параллельно идет "размешивание" на фазовой плоскости в районе области захвата гармоники $N = 3$ и заполнение областей захвата новых гармоник (рис. 6).

Возбуждение гармоник-сателлитов $N = 4, 5, 6, \dots$ приводит к модуляции поля, что видно по распределению поля $E(x)$ (рис. 9) и по изменению

$E(x)$ в течение периода T_{oe} (рис. 11а). Модуляция поля стимулирует развитие модуляционной неустойчивости. Действительно, из рис. 4,9 видно, что в $t/T_{oe} > 200$ начинают расти впадины плотности (рис. 9) и соответственно гармоники \tilde{n}^N (рис. 4). Развитие модуляционной неустойчивости приводит к концентрации поля во впадинах (рис. 11б,в) и дальнейшему росту впадин (рис. 9).

Рост возмущения плотности приводит к конверсии волн [5,6] и возбуждению новых гармоник с номерами $N = N_e \pm \alpha N_i, \alpha = 1, 2, 3, \dots$ (подробнее см. [16]), т.е. более коротковолновых гармоник и обратных волн. По фазовым плоскостям электронов (рис. 6) и функциям распределения (рис. 7,8) видно, что новые гармоники в области $V > 0$ включаются в сильную стохастическую неустойчивость b -электронов, так что b -электроны дрейфуют в область меньших скоростей. В $t/T_{oe} > 350$ в сильную стохастическую неустойчивость включаются электроны плазмы (p -электроны), которые дрейфуют в область больших скоростей. В $t/T_{oe} > 400$ развивается сильная стохастическая неустойчивость движения p -электронов на гармониках конверсии — обратных волнах в области $V < 0$.

Ускорение p -электронов в области $V > 0$ и $V < 0$ приводит к затуханию поля и поглощению его энергии p -электронами (рис. 1,2). Поскольку b -электроны продолжают отдавать энергию полю (из рис. 1 видно, что до $t/T_{oe} \sim 500$ потери энергии ΔW_b растут), поле затухает очень медленно. В результате в $t/T_{oe} \sim 350-400$ образуется структура, подобная стоячему солитону. Действительно, в это время сохраняется максимальное значение $E(x)$. $E_m \sim 36,2 E_m^2 / 8\pi n_o T \sim 0,42$ (рис. 9,10), а распределение $E(x)$ меняется в течение T_{oe} подобно стоячему солитону [7] (рис. 11в). Глубина впадины плотности продолжает расти до $\tilde{n}/n_o \sim 0,22$ в $t/T_{oe} \sim 394$, после чего начинает уменьшаться (рис. 10). В $t/T_{oe} \sim 400-500$ максимальное значение $E(x)$ и глубина впадины уменьшаются, но в $t/T_{oe} \sim 500-600$ поле опять стабилизируется на уровне $E_m \sim 23-19 E_m^2 / 8\pi n T \sim 0,17-0,11$, а в распределении $E(x)$ проявляется бегущая гармоника $N = 3$ (рис. 11г).

Сильная стохастическая неустойчивость продолжает развиваться и в $t/T_{oe} \sim 400-500$. К $t/T_{oe} \sim 500$ максимальная скорость p -электронов достигает величины $V_{\max}^e / V_T \sim 10,0, V_{\max}^e > V_{\phi}^V \sim 9,7V_T$. Это показывает, что сильная стохастическая неустойчивость p -электронов развивается в районе областей захвата гармоник $N \geq 5$. В области $V < 0$ p -электроны ускоряются до $V_{\min}^e / V_T \sim -9,1, |V_{\min}^e| > |V_{\phi}^{VI}| \sim |-8,2|$. Это показывает, что сильная стохастическая неустойчивость развивается в районе областей захвата гармоник $N \geq |-6|$ с $V_{\phi}^N < 0$.

Можно оценить границы по скорости области стохастического движения p -электронов. В области $V > 0$ за верхнюю границу можно принять

максимальную скорость p -электронов — $V_{\max}^e / V_T \sim 10$, за нижнюю — минимальную скорость b -электронов $V_{\min}^b / V_T \sim 2$, так что ширина этой области $\delta V / V_T \sim 8$. В области $V < 0$ за нижнюю границу можно принять минимальную скорость p -электронов $V_{\min}^e / V_T \sim -9$, а верхнюю границу можно оценить по возмущению граничной скорости p -электронов на фазовой плоскости — $V / V_T \sim -3$, так что ширина области стохастического движения $\delta V / V_T \sim 6$.

К $t/T_{oe} \geq 500$ основные процессы заканчиваются — V_{\max}^e, V_{\min}^e больше не растут, вид фазовых плоскостей, функций распределения практически не меняется. Из рис. 1 ÷ 3,5 видно, что в это время остаются практически постоянными средняя амплитуда волны $N = 3$ $E_{\text{ср}}^{III} \sim 5,7$; $V_{\text{зср}} \sim 3,03V_T$, средняя энергия поля $W_{\text{Еср}} \sim 2,0 \cdot 10^{-2} W_e^o \sim 7,7 \cdot 10^{-2} W_b^o$, средние потери энергии электронов пучка $\Delta W_{\text{бср}} \sim 7,8 \cdot 10^{-2} W_e^o \sim 30,1 \cdot 10^{-2} W_b^o$, средняя энергия электронов плазмы $\Delta W_e \sim 5,8 \cdot 10^{-2} W_e^o \sim 22,3 \cdot 10^{-2} W_b^o \sim 0,74 \Delta W_{\text{бср}}$. Сохраняется и средняя фазовая скорость волны $N = 3$ — $V_{\phi \text{ср}} / V_T \sim 15,8$.

Сравнение функции распределения электронов плазмы по скорости в $t/T_{oe} \sim 600$ в случае 2-3 (рис. 7) с начальной функцией распределения $f_o(V)$ показывает, что энергия поглощается электронами, ускоренными в области $V > 0$ и $V < 0$ (“хвостами” функции распределения), а температура электронов плазмы практически не меняется. Действительно, $f_e(V) / f_{\max}$ практически совпадает с $f_o(V) / f_o(0)$ в области $f_e(V) / f_{\max} \sim 1-0,1$ и существенно отличается от $f_o(V) / f_o(0)$ в области $f_e(V) / f_{\max} < 0,1$ (Напомним, что $f_o(V)$ обрезана на $V / V_T \sim \pm 2,8$).

Анализ функций распределения электронов пучка (b -электронов) показывает, что $f_b(V)$ имеет четко выделенный пик с максимумом около $V \sim V_{\phi \text{ср}}^{III}$ (рис. 7). Распределение возмущения плотности b -электронов (рис. 10) также имеет вид пиков с максимумами, привязанными к координатам, где $E^{III}(x) = 0$, что в системе волны $N = 3$ соответствует координатам дна потенциальной ямы волны $x = x_m$. Наличие пиков $f_b(V)$ и $\tilde{n}_b(x)$ показывает, что в волне $N = 3$ вблизи дна потенциальной ямы (центра области захвата) $V \sim V_{\phi \text{ср}}^{III}, x \sim x_m$ существует сгусток захваченных частиц. Вид пика $f_b(V)$, пиков $\tilde{n}_b(x)$ практически не меняется в $t/T_{oe} \sim 400-600$ (рис. 7,10), хотя более детальное рассмотрение (см. [1а,б,г]) показывает, что сгусток движется по фазовой плоскости вокруг центра области захвата $x \sim x_m, V \sim V_{\phi \text{ср}}^{III}$. В $t/T_{oe} \sim 500-600$ орбита сгустка имеет $\Delta V_{\max} = V_{\max} - V_{\min} \sim 1,27V_T \sim 0,21(2V_{\text{зср}})$, так что орбита лежит внутри области захвата $\Delta V_{\text{з}} = 2V_{\text{зср}} \sim 6,06V_T$ близко к ее центру — максимальная и минимальная скорость сгустка на орбите — $V_{\max, \min} \sim V_{\phi \text{ср}} \pm 0,21V_{\text{зср}}$.

Сохранение распределения b -электронов на фазовой плоскости, функции распределения $f_b(V)$ в районе $V \sim V_{\text{ф ср}}^{\text{III}}$ (рис. 7), распределения $\tilde{n}_b(x)$ (рис. 10), постоянство средней амплитуды гармоники $N = 3$ и ее средней фазовой скорости показывает, что после сброса части энергии в результате сателлитной и модуляционной неустойчивости в случае 2-3 устанавливается волна БГК-типа. Параметры волны в $t/T_{\text{oe}} \sim 500 - 600$ — $\lambda/r_d = 100$; $N = 3$; $V_{\text{ф ср}}^{\text{III}}/V_T \sim 15,8$; $E_{\text{ср}}^{\text{III}} \sim 5,7$; $V_{\text{з ср}}/V_T \sim 3,03$.

Отметим, что такое же явление — образование волны БГК-типа после сброса части энергии — наблюдается в “короткой” системе $L = \lambda$ в случаях 1-2 и 1-3 с $V_o/V_T = 15,9$, $\tilde{n}_b/n_o = (1-2) \cdot 10^{-2}$ [16].

В случае 2-3, так же как и в случаях 2-1, 2-2 [1г], вблизи сепаратрисы волны $N = 3$ образуется стохастический слой. Анализ траекторий электронов (пробных частиц на фазовой плоскости) показывает, что часть частиц остается захваченной, часть — движется стохастически то захватываясь волной $N = 3$, то выходя из захвата, то переходя в сферу влияния других гармоник $N \geq 4$. Анализ траекторий “стохастических” частиц в $t/T_{\text{oe}} \sim 500 - 600$ позволяет оценить границы стохастического слоя волны $N = 3$ подобно тому, как это делалось в работах [16,г].

Для оценки внутренних границ слоя по скорости на $x \sim x_m$ сравнивались $\Delta V_{\text{max}} = V_{\text{max}} - V_{\text{min}}$ “стохастических” в районе $N = 3$ траекторий и выбиралось минимальное ΔV_{max} (подробнее см. [1а,б]). Такая оценка в случае 2-3 дает для границ области захваченных частиц и соответственно внутренних границ стохастического слоя $\Delta V \sim 2V_T \sim 0,33 \cdot (2V_{\text{з ср}})$. Предполагая, что эти границы симметричны относительно $V = V_{\text{ф}}$, получаем $V_{\text{гр}} \sim V_{\text{ф ср}} \pm \frac{\Delta V}{2} \sim 16,8$ и $14,8V_T$.

Аналогичная оценка для границ области захваченных частиц и внутренних границ стохастического слоя по x на $V \sim V_{\text{ф}}$ дает $\Delta x \sim 20r_d \sim 0,20\lambda$ и соответственно $x_{\text{гр}} \sim x_m \pm \frac{\Delta x}{2} \sim x_m \pm 10r_d$.

Внешние границы стохастического слоя по скорости на $x \sim x_m$ для области развитого стохастического движения определялись по максимальным $V_{\text{max}}^b/V_T \sim 21,01$ и минимальным $V_{\text{min}}^b/V_T \sim 2,07$ скоростям b -электронов, а границы собственного стохастического слоя волны БГК $N = 3$ в $t/T_{\text{oe}} \sim 500 - 600$ — по максимальным $V_{\text{max}}/V_T \sim 19,29$ и минимальным $V_{\text{min}}/V_T \sim 10,06$ скоростям “стохастических” траекторий, привязанных к волне $N = 3$.

Внешние границы слоя по скорости на $x \sim x_o$ определялись по фазовой плоскости — по максимальным и минимальным скоростям b -электронов, когда они находятся на $x \sim x_o$ — $V_{\text{max}}/V_T \sim 19,10$, $V_{\text{min}}/V_T \sim 2,07$.

Границы и ширина стохастического слоя приведены в таблице 1.

Из таблицы 1 видно, что в районе $x \sim x_m$ и $V \sim V_{\text{ф}}$ стохастический слой занимает значительную часть области захвата — $\delta V/V_{\text{з ср}} \sim 0,67$, $\delta x/\frac{\lambda}{2} \sim 0,80$. Полная ширина слоя по V для области развитого стохастического движения на $x \sim x_m$ — верхний слой — $\delta V^{(1)}/V_{\text{з ср}} \sim 1,39$, нижний слой $\delta V^{(1)}/V_{\text{з ср}} \sim 4,20$; на $x \sim x_o$ — верхний слой — $\delta V^{(1)}/V_{\text{з ср}} \sim 1,09$, нижний слой $\delta V^{(1)}/V_{\text{з ср}} \sim 4,53$.

Из таблицы 1 видно, что внешние границы собственного стохастического слоя волны БГК $N = 3$ в $t/T_{\text{oe}} \sim 500 - 600$ $V_{\text{гр}}^{(2)}$ заметно отличаются от границ области развитого стохастического движения $V_{\text{гр}}^{(1)}$: верхняя граница — $V_{\text{гр}}^{(2)}/V_T \sim 19,29$ — $V_{\text{гр}}^{(1)}/V_T \sim 21,01$; нижняя граница — $V_{\text{гр}}^{(2)}/V_T \sim 10,06$ — $V_{\text{гр}}^{(1)}/V_T \sim 2,07$. При этом нижняя граница области развитого стохастического движения $V_{\text{гр}}^{(1)}/V_T \sim 2,07$ меньше фазовой скорости гармоники $N = 30$ — $V_{\text{ф}}^{\text{XXX}}/V_T \sim 2,4$. Это показывает, что эта область включает в себя области захвата многих гармоник — $N \sim 3 \div 30$. Нижняя граница собственного слоя $V_{\text{гр}}^{(2)}/V_T \sim 10,06$ меньше фазовой скорости гармоники $N = 4$ — $V_{\text{ф}}^{\text{IV}}/V_T \sim 12,1$, но больше $V_{\text{ф}}^{\text{V}}/V_T \sim 9,7$. Это показывает, что стохастический слой волны БГК $N = 3$ включает в себя область захвата гармоники $N = 4$, но отделен от гармоник $N \geq 5$. Отметим, что такая же структура стохастического слоя волны БГК $N = 3$ наблюдается в случае 2-2 [1г].

Отметим, что в случае 2-3 орбита долгоживущего сгустка захваченных частиц лежит не очень далеко от внутренних границ стохастического слоя. В $t/T_{\text{oe}} \sim 600$ границы стохастического слоя по V на $x \sim x_m$ — $V_{\text{гр}} \sim V_{\text{ф ср}} \pm 0,33V_{\text{з ср}}$, а орбиты сгустка проходят через $V_{\text{max,min}} \sim V_{\text{ф ср}} \pm 0,21V_{\text{з ср}}$.

Рассмотрим случай 2-4: $L/r_d = 300$; $V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$; $\frac{W_b^o}{W_o^o} = 0,78$.

Случай 2-5: с $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$; $\frac{W_b^o}{W_o^o} = 1,30$ и

Случай 2-5-0: с теми же параметрами, что случай 2-5, но без затравочных волн. Отметим, что параметры пучка в случаях 2-5, 2-5-0 совпадают со случаями 1-1, 1-0 [1а].

На рис. 12 ÷ 19 показана зависимость от времени ΔW_b , W_E , ΔW_e

Таблица 1.

Границы и ширина стохастического слоя. Случай 2-3.

$$E_{\text{ср}}^{III} \sim 5,7; V_{\text{з ср}} \sim 3,03V_T; V_{\text{ф ср}} \sim 15,80V_T.$$

$$\Delta V \sim 2,0V_T \sim 0,33(2V_{\text{з ср}}); \Delta x \sim 20r_d \sim 0,20\lambda.$$

Границы	$V_{\text{гр}}^{(1)}/V_T$	$\delta V^{(1)}/V_T$	$\delta V^{(1)}/V_{\text{з ср}}$	$V_{\text{гр}}^{(2)}/V_T$	$\delta V^{(2)}/V_T$	$\delta V^{(2)}/V_{\text{з ср}}$
$x \sim x_m$						
Верхняя						
Внешняя	21,01			19,29		
		2,18	0,72		0,46	0,15
$V_{\text{ф ср}} + V_{\text{з ср}}$	18,83			18,83		
		2,03	0,67		2,03	0,67
Внутренняя	16,80			16,80		
Ширина слоя		4,21	1,39		2,49	0,82
$x \sim x_o$						
Верхняя						
Внешняя	2,07			10,06		
		10,70	3,53		2,71	0,89
$V_{\text{ф ср}} - V_{\text{з ср}}$	12,77			12,77		
		2,03	0,67		2,03	0,67
Внутренняя	14,80			14,80		
Ширина слоя		12,73	4,20		4,74	1,56
$V \sim V_{\text{ф}}$						
	$\frac{ x_{\text{гр}} - x_m }{r_d}$	$\frac{\delta x}{r_d} = \frac{ x_{\text{гр}} - x_o }{r_d}$		$\frac{\delta x}{\lambda/2}$		
Правая	10	40		0,80		
Левая	10	40		0,80		

E нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$, $V_{\text{з}} = 2\sqrt{\frac{e\varphi}{m}}$; ΔV , Δx — границы сгустка захваченных частиц на $x \sim x_m$ и $V \sim V_{\text{ф}}$ ($x = x_m$, $V = V_{\text{ф}}$ — центр области захвата); внутренние границы стохастического слоя на $x \sim x_m$ и $V \sim V_{\text{ф}}$ — $V_{\text{гр}} = V_{\text{ф ср}} \pm \Delta V/2$ и $x_{\text{гр}} = x_m \pm \Delta x/2$; δV , δx — ширина стохастического слоя; $x = x_o$ — узел сепаратрисы. (1) — внешние границы по V_{max}^b , V_{min}^b ; (2) — внешние границы по V_{max} , V_{min} траекторий в $t/T_{oe} \sim 500 - 600$.

(рис. 12,14,16), E^N (рис. 13,15,17) и \tilde{n}^N (рис. 18,19) для случаев 2-4 (рис. 12,13,18), 2-5 (рис. 14,15,19) и 2-5-0 (рис. 16,17). Для случая 2-5 также показаны фазовые плоскости электронов (рис. 20), функции распределения электронов плазмы и пучка (рис. 21,22), распределение $E(x)$, $\tilde{n}(x)$, $\tilde{n}_b(x)$ (рис. 23), траектории электронов (пробных частиц) на фазовой плоскости (рис. 24,25).

Из рис. 12 ÷ 15 видно, что начальная стадия неустойчивости в случаях 2-4 и 2-5 имеет тот же характер, что и в случае 2-3 и в рассмотренных ранее случаях. В обоих случаях амплитуда гармоник $N = 3$ быстро нарастает, волна $N = 3$ начинает захватывать электроны пучка, что приводит к колебаниям амплитуды. В случае 2-4 первый максимум кривой $E^{III}(t)$ достигается в $t/T_{oe} \sim 8$, при этом $E_{\text{max}}^{III} \sim 16,2$; $V_{\text{з max}} \sim 5,11V_T$; $W_{E \text{ max}} \sim 0,10W_e^o \sim 0,13W_b^o$; $\Delta W_{b \text{ max}} \sim 0,19W_e^o \sim 0,25W_b^o$. В случае 2-5 первый максимум кривой $E^{III}(t)$ достигается в $t/T_{oe} \sim 7,4$, при этом $E_{\text{max}}^{III} \sim 22,3$; $V_{\text{з max}} \sim 5,99V_T$; $W_{E \text{ max}} \sim 0,19W_e^o \sim 0,15W_b^o$; $\Delta W_{b \text{ max}} \sim 0,36W_e^o \sim 0,28W_b^o$.

Из рис. 13,15 видно, что почти одновременно с ростом амплитуды гармоник $N = 3$ (несколько позже) развивается сателлитная неустойчивость — растут амплитуды гармоник $N = 4$, а несколько позже последовательно $N = 5, 6, 7$. В случае 2-4 амплитуда гармоник $N = 4$ становится больше амплитуды $N = 3$ в $t/T_{oe} > 20$, в случае 2-5 — в $t/T_{oe} > 15$. В обоих случаях $E^{IV}(t)$ имеет плато — в случае 2-4 в $t/T_{oe} \sim 25 - 80$ с $E_{\text{ср}}^{IV} \sim 14$, $V_{\text{з ср}} \sim 3,56V_T$, в случае 2-5 в $t/T_{oe} \sim 20 - 60$ с $E_{\text{ср}}^{IV} \sim 18$, $V_{\text{з ср}} \sim 4,04V_T$. Поскольку случаи 2-4 и 2-5 различаются незначительно, подробнее рассмотрим только случай 2-5.

Уже в $t/T_{oe} > 10 - 12$ гармоника $N = 4$ начинает захватывать b -электроны, что приводит к развитию сильной стохастической неустойчивости и интенсивному размещиванию на фазовой плоскости (рис. 20 $t/T_{oe} = 20$). Гармоники $N = 5, 6, \dots$ по мере возбуждения включаются в сильную стохастическую неустойчивость. Это приводит к дрейфу b -электронов в область меньших скоростей (рис. 20 $t/T_{oe} = 60$, рис. 21,22 $t/T_{oe} = 20; 60$). При этом энергия b -электронов поглощается гармониками, так что растут их амплитуды, энергия поля и потери энергии ΔW_b (рис. 12 ÷ 15). На стадии развитой стохастической неустойчивости, когда число замедляющихся и ускоряющихся b -электронов сближается, передача энергии полю прекращается. В результате амплитуды гармоник, энергия поля, потери энергии b -электронов почти не меняются и соответствующие кривые выходят на плато в случае 2-4 в $t/T_{oe} \sim 30 - 100$ (рис. 12,13), в случае 2-5 в $t/T_{oe} \sim 25(40) - 60$ (рис. 14,15).

Возбуждение гармоник приводит к модуляции поля, что видно по

распределению $E(x)$ (рис. 23). Модуляция поля стимулирует развитие модуляционной неустойчивости. Действительно, из рис. 23 видно, что в $t/T_{oe} > 50$ (в случае 2-4 в $t/T_{oe} > 70$) начинают расти впадины плотности и соответственно гармоники \tilde{n}^N (рис. 18,19), а поле концентрируется во впадинах. Величина поля быстро растет и в случае 2-5 $t_{\max}/T_{oe} \sim 75,1$ достигает максимума $E_{\max} \sim 75,9$ $E_{\max}^2/8\pi n_o T \sim 1,84$. В $t > t_{\max}$ (в случае 2-4 — в $t/T_{oe} > 120$, в случае 2-5 — в $t/T_{oe} > 75$) поле быстро затухает (рис. 12,14,23). Таким образом, в случаях 2-4, 2-5 ($n_b/n_o = 3$ и $5 \cdot 10^{-3}$) в отличие от случая 2-3 ($n_b/n_o = 1 \cdot 10^{-3}$) развитие модуляционной неустойчивости приводит к коллапсу.

После затухания поля впадина плотности продолжает нарастать, достигая в случае 2-5 глубины $\tilde{n}_{\min}/n_o \sim 0,58$ в $t_{\min}/T_{oe} \sim 88$, (рис. 23). После этого впадина склонывается и развивается ионно-звуковая турбулентность.

Механизм затухания поля, как и в рассмотренных ранее случаях, связан с развитием сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы. Действительно, по фазовым плоскостям электронов (рис. 20) функциям распределения (рис. 21,22) видно, что в случае 2-5 в $t/T_{oe} > 70$ (в случае 2-4 $t/T_{oe} > 120$) начинается захват и ускорение p -электронов в области скоростей $V > 0$, а в $t/T_{oe} > 80$ — в области $V < 0$. В области $V > 0$ p -электроны ускоряются до максимальной скорости $V_{\max}^e/V_T \sim 14,8$ (в случае 2-4 $V_{\max}^e/V_T \sim 13,8$), V_{\max}^e больше $V_{\phi}^{IV} \sim 12,1V_T$, но меньше $V_{\phi}^{III} \sim 16V_T$. Это свидетельствует о развитии сильной стохастической неустойчивости в районе области захвата гармоник $N \geq 4$ с $V_{\phi}^N > 0$. В области $V < 0$ p -электроны ускоряются до скорости $V_{\min}^e/V_T \sim -12,5$ (в случае 2-4 — $V_{\min}^e/V_T \sim -13,4$), $|V_{\min}^e| \geq |V_{\phi}^{IV}| \sim |-12,1V_T|$. Это показывает, что сильная стохастическая неустойчивость в области $V < 0$ развивается в районе областей захвата гармоник $N \geq |-4|$ с $V_{\phi}^N < 0$.

Отметим, что развитие гармоник-обратных волн с $V_{\phi}^N < 0$ свидетельствует, что одновременно с развитием модуляционной неустойчивости развивается конверсия, что наблюдается и в рассмотренных ранее случаях [16,в,г].

Можно оценить границы по скорости области стохастического движения p -электронов так же, как в случае 2-3. В случае 2-5 в области $V > 0$ верхняя граница $\sim V_{\max}^e/V_T \sim 14,8$, нижняя граница $\sim V_{\min}^b/V_T \sim 1,2$, так что ширина этой области $\Delta/V_T \sim 13,6$. В области $V < 0$ нижняя граница $\sim V_{\min}^e/V_T \sim -12,5$, верхняя граница $\sim V/V_T \sim -1,6$, так что ширина $\Delta/V_T \sim 10,9$. В случае 2-4 предельные скорости p - и b -электро-

нов ($V_{\max}^e/V_T \sim 13,8$; $V_{\min}^e/V_T \sim -13,4$; $V_{\min}^b/V_T \sim 1,7$) и соответственно ширина области стохастического движения p -электронов незначительно отличаются от случая 2-5.

Следует отметить, что максимальная скорость b -электронов в случаях 2-4 ($V_{\max}^b/V_T \sim 27,1$) и 2-5 ($V_{\max}^b/V_T \sim 28,8$) заметно отличается от максимальной скорости p -электронов ($V_{\max}^e/V_T \sim 13,8$ и $\sim 14,8$ соответственно). Это показывает, что затухание заканчивается, когда в сильную стохастическую неустойчивость p -электронов в области $V > 0$ успели включиться гармоники $N \geq 4$, но не включилась основная волна $N = 3$. Область стохастического движения b -электронов ($\Delta/V_T \sim \frac{V_{\max}^b - V_{\min}^b}{V_T} \sim 25,4$ в случае 2-4 и $\sim 27,6$ в случае 2-5) заметно больше, чем у p -электронов ($\Delta/V_T \sim 12,1$ и $\sim 13,6$ соответственно) и включает в себя область захвата основной волны $N = 3$ и гармоники $N = 2$. Захват b -электронов гармоникой $N = 2$ виден и по фазовым плоскостям (рис. 20, $t/T_{oe} \sim 100 - 200$). Отметим, что гармоника $N = 2$ начинает расти и захватывать b -электроны (в случае 2-5 в $t/T_{oe} > 80$) одновременно с появлением обратных волн. Это показывает, что ее возбуждение обусловлено конверсией.

В $t/T_{oe} > 200$ в случаях 2-4 и в $t/T_{oe} > 150$ в случае 2-5 затухание практически заканчивается, а энергия поглощенная электронами плазмы ΔW_e приближается к потере энергии b -электронов ΔW_b (рис. 12,14). В $t/T_{oe} \sim 200$ в случае 2-4 — $\Delta W_b \sim 0,24W_e^o \sim 0,30W_b^o$, в случае 2-5 — $\Delta W_b \sim 0,42W_e^o \sim 0,32W_b^o$. Сравнение функции распределения электронов плазмы по скорости в $t/T_{oe} \sim 200$ в случаях 2-4 и 2-5 (рис. 21) с начальной функцией распределения $f_o(V)$ показывает, что энергия поглощается электронами, ускоренными в области $V > 0$ и $V < 0$ ("хвостами" функции распределения), а температура электронов плазмы практически не меняется. Действительно, $f_e(V)/f_{\max}$ практически совпадает с $f_o(V)/f_o(0)$ в области $f_e(V)/f_{\max} \sim 1 - 0,1$ и существенно отличается от $f_o(V)/f_o(0)$ в области $f_e(V)/f_{\max} < 0,1$ (напомним, что $f_o(V)$ обрезана на $V/V_T \sim \pm 2,8$).

В случае 2-3 после сброса части энергии устанавливается волна (структура) БГК-типа. В случаях 2-4, 2-5 после коллапса волна БГК-типа не проявляется. Действительно, из рис. 13,15 видно, что к $t/T_{oe} \sim 150 - 200$ нет выделенных гармоник. В случае 2-5 все гармоники в это время имеют амплитуду не превышающую уровень шумов $E^N \leq 1$. По распределению плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$ в случае 2-5 (рис. 23) видно, что в $t/T_{oe} > 80 - 90$ плотность практически однородна. По функциям распределения электронов пучка (рис. 21,22) видно, что на $f_b(V)$ в $t/T_{oe} > 100$

нет выделенных пиков, подобных случаю 2-3 (рис. 7,8), — распределение по скорости практически однородно в широком диапазоне.

В работе [1в] при анализе траекторий b -электронов на фазовой плоскости в случае 1-4 было показано, что стохастические явления продолжаются и после затухания поля в результате коллапса. Было высказано предположение, что это результат сохранения гармоник очень малой амплитуды в виде волн БГК-типа, области захвата, которых заполнены электронами. Попадая в сферу влияния (в стохастический слой) то одной, то другой гармоники электроны могут дрейфовать по фазовой плоскости.

Анализ траекторий b -электронов в случае 2-5 показывает, что стохастические явления после затухания поля продолжают и в этом случае. На рис. 24,25 приведены характерные траектории. Показаны траектории в лабораторной системе (рис. 24а, 25а) и в системе той или иной гармоники в выбранных интервалах времени. Частица 1 (рис. 24) до $t/T_{oe} \sim 80$ находится в сфере влияния гармоник $N = 3, 4$ и 5 (рис. 24б,в,г), то захватываясь, то отражаясь, то переходя из одной области захвата в другую, а в $t/T_{oe} > 80$, уже после затухания поля, переходит в сферу влияния гармоники $N = 4$ (рис. 24в). Частица 2 (рис. 25) в $t/T_{oe} \sim 0 - 30$ совершает оборот в области захвата гармоники $N = 3$, затем переходит в захват гармоники $N = 4$ (рис. 25б) и после затухания поля в $t/T_{oe} > 100$ переходит в сферу влияния гармоники $N = 5$ (рис. 25в), а в $t/T_{oe} > 160$ — гармоники $N = 6$ (рис. 25г). Таким образом, с приведенным выше предположением согласуются и результаты анализа траекторий в случае 2-5. Отметим, что возможность существования незатухающих волн БГК-типа малой амплитуды в одномерной максвелловской плазме была показана в численном эксперименте [10].

В случаях 2 — 3 ÷ 2 — 5 в начальный момент времени задаются затравочные волны $N = 3$ с $E_o^{III} = 1$ и $N = 4$ с $E_o^{IV} = 0,7$. Для проверки того, что задание затравочных волн не меняет основных процессов, рассматривается случай 2-5-0 с параметрами случая 2-5 ($V_o/V_T = 15,9$; $n_b/n_o = 5 \cdot 10^{-3}$), но без затравочных волн. Сравнение кривых $E^N(t)$ для случаев 2-5 (рис. 15) и 2-5-0 (рис. 17) показывает, что в случае 2-5-0 амплитуда гармоники $N = 3$ растет от шумового уровня и достигает амплитуды затравочной волны $E^{III} \sim 1$ в $t/T_{oe} \sim 37$, а амплитуда гармоники $N = 4$ достигает величины $E^{IV} \sim 0,7$ в $t/T_{oe} \sim 87$. В интервале $t/T_{oe} \sim 40 - 90$ развитие пучковой неустойчивости в случае 2-5-0 отличается от случая 2-5. В этом интервале в случае 2-5-0 выделена одна гармоника $N = 3$. Колебания ее амплитуды $E^{III}(t)$ (рис. 17) показывает, что развитие гармоники $N = 3$ определяется захватом электронов пуч-

ка. В $t/T_{oe} > 40 - 50$ начинается развитие гармоники-спутника $N = 4$ — в это время скорость роста $N = 4$ становится больше, чем у шумовых гармоник. В $t/T_{oe} > 80 - 90$ развитие неустойчивости практически не отличается от случая 2-5: спутниковая неустойчивость приводит к последовательному возбуждению гармоник $N = 4, 5, 6, \dots$, модуляция поля приводит к модуляционной неустойчивости, развитие которой приводит к коллапсу, затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы. Время развития этих процессов практически одинаково в случаях 2-5 и 2-5-0, а кривые $W(t)$, $E^N(t)$ (рис. 14,15 и 16,17) различаются только в деталях. Таким образом, задание затравочных волн не меняет основных процессов, но сокращает начальную стадию развития.

Параметры пучка в случаях 2-5, 2-5-0 в “длинной” системе $L = 300r_d = 3\lambda$ не отличаются от параметров случаев 1-1, 1-0 [1а] в “короткой” системе $L = 100r_d = \lambda$ (λ — длина волны гармоники с максимальным инкрементом). Сравнение случаев 2-5-0 (рис. 16,17) и 1-0 ([1а] рис. 7,8) показывает, что развитие неустойчивости в $t/T_{oe} < 80$ в этих случаях практически одинаково — одинаковы длина волны $\lambda/r_d = 100$ и инкремент нарастания амплитуды основной гармоники $N = 3$ (случай 2-5-0) или $N = 1$ (случай 1-0) $\gamma/\omega_{oe} \sim 0,11$, одинаковы время достижения первого максимума $t/T_{oe} \sim 44$, максимальная амплитуда $E_{\max} \sim 22,2$, период колебаний $T_B \sim 6T_{oe}$. Однако, условия возбуждения спутниковой неустойчивости в случаях 2-5-0 и 1-0 различны. В случае 1-0 из-за ограниченной длины системы $L = \lambda$ возможно возбуждение только гармоник $N = 2, 3, \dots$ с большим $\Delta V_{\phi}^N = V_o - V_{\phi}^N$, так что инкремент спутниковой неустойчивости γ^N мал даже для гармоники $N = 2$, ближней по V_{ϕ}^N к основной волне (согласно [2] γ^N падает с ростом ΔV_{ϕ}^N). В результате в случае 1-0 спутниковая неустойчивость не развивается, сохраняется только одна гармоника $N = 1$ и формируется волна БГК [1а]. В случае 2-5-0, когда $L = 3\lambda$ и основная гармоника $N = 3$, возможно возбуждение гармоник $N = 4$ и 5 с меньшими ΔV_{ϕ}^N и соответственно большими γ^N , чем в случае 1-0 (ΔV_{ϕ}^N для $N = 6$ в случае 2-5-0 то же, что для $N = 2$ в случае 1-0). В результате в случае 2-5-0 в $t/T_{oe} > 80$ развивается спутниковая неустойчивость, которая стимулирует развитие модуляционной неустойчивости и коллапс. То же различие, но почти с самого начала наблюдается и в случаях 1-1 [1а] и 2-5. Таким образом, возможность и условия развития спутниковой неустойчивости определяющим образом влияют на развитие пучковой неустойчивости.

В работах [1а ÷ г] и настоящей работе исследуется взаимодействие с плазмой холодного пучка электронов с большой скоростью $V_o/V_T = 15,9$ и разной плотностью. Скорость пучка выбрана так, чтобы гармоника с максимальным инкрементом пучковой неустойчивости имела длину волны $\lambda = 100r_d$. В работах [1а,б,в] рассматривается система длиной $L = 100r_d = \lambda$, в работе [1г] и настоящей — $L = 300r_d = 3\lambda$. Плотность и энергия пучка приведены в таблицах 2,3.

В рассматриваемой системе с периодическими граничными условиями возможно возбуждение только ограниченного числа гармоник $N = L/\lambda^N = 1, 2, 3, \dots$. Для холодного пучка конечной плотности, согласно

Таблица 2.

$$L/r_d = 100; V_o/V_T = 15,9; \lambda/r_d = 100; N = L/\lambda = 1.$$

Случай	1-1	1-2	1-3	1-4	1-5	1-6	1-7
n_b/n_o	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$
W_b^o/W_e^o	1,297	2,594	5,187	10,375	15,562	25,936	77,809
$t_{\max}^{(1)}/T_{oe}$	7,5	6,6	5,9	5,3	5,1	4,8	2,8
$E_{\max}^{(1)}$	22,2	34,5	51,2	73,2	89,3	105,5	120,6
$V_{z \max}^{(1)}/V_T$	5,98	7,46	9,09	10,9	12,0	13,0	13,9
t_{\max}/T_{oe}	400-600	120-160	62,8	33,9		4,2	3,3
E_{\max}	ср 17	54	74,4	95,0		212,1	390,9
$E_{\max}^2/8\pi n_o T$	ср $9,2 \cdot 10^{-2}$	0,93	1,77	2,81		14,3	48,8
$\Delta W_{e \text{ ср}}/W_e^o$	—	$0,55^x$	1,56	2,7	4,0	10,3	41,6
$\Delta W_{b \text{ ср}}/W_e^o$	$0,16^x$	$0,6^x$	1,6	2,7	4,0	10,3	41,6
$\Delta W_{b \text{ ср}}/W_b^o$	$0,13^x$	$0,23^x$	0,30	0,26	0,26	0,40	0,53
ссылка	[1а]	[1б]	[1б]	[1в]	[1в]	[1в]	[1в]

x — в $t/T_{oe} \sim 600$, остальные в $t/T_{oe} \sim 200$.

V_o, n_b — скорость и плотность электронов пучка; λ, N — длина волны и номер гармоники с максимальным инкрементом; W_b^o — энергия электронов пучка; $t_{\max}^{(1)}, E_{\max}^{(1)}, V_{z \max}^{(1)}$ — время достижения $E_{\max}^{(1)}$ и амплитуда первого максимума основной волны; $t_{\max}, E_{\max}, E_{\max}^2/8\pi n_o T$ — время достижения E_{\max} , максимальное значение $E(x)$ и плотность энергии при коллапсе или ср. — средняя амплитуда $E(x)$ и плотность энергии; E нормировано на $\frac{mr_d}{eT_{oe}^2}$; $\Delta W_{e \text{ ср}} = W_{e \text{ ср}} - W_e^o$, $\Delta W_{b \text{ ср}}$ — энергия, поглощенная электронами плазмы и потери энергии электронов пучка к $t/T_{oe} \sim 600$ или к $t/T_{oe} \sim 200$ (при коллапсе).

Таблица 3.

$$L/r_d = 300; V_o/V_T = 15,9; \lambda/r_d = 100; N = L/\lambda = 3.$$

Случай	2-1	2-2	2-3	2-4	2-5
n_b/n_o	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
W_b^o/W_e^o	0,130	0,130	0,259	0,778	1,297
$t_{\max}^{(1)}/T_{oe}$	11,0	11,0	9,0	8,0	7,4
$E_{\max}^{(1)}$	5,3	5,3	8,3	16,2	22,3
$V_{z \max}^{(1)}/V_T$	2,92	2,92	3,66	5,11	5,99
t_{\max}/T_{oe}	400-600	400-600	350-400		75,1
E_{\max}	ср 4,6	ср 7,4	36,2		75,9
$E_{\max}^2/8\pi n_o T$	ср $6,8 \cdot 10^{-3}$	ср $1,7 \cdot 10^{-2}$	0,42		1,84
$\Delta W_{e \text{ ср}}/W_e^o$	—	—	$5,8 \cdot 10^{-2} x$	0,23	0,41
$\Delta W_{b \text{ ср}}/W_e^o$	$6,84 \cdot 10^{-3} x$	$13,0 \cdot 10^{-3} x$	$7,8 \cdot 10^{-2} x$	0,24	0,42
$\Delta W_{b \text{ ср}}/W_b^o$	$5,28 \cdot 10^{-2} x$	$10,0 \cdot 10^{-2} x$	$0,30^x$	0,30	0,32
ссылка	[1г]	[1г]	настоящая работа		

x — в $t/T_{oe} \sim 600$, остальные в $t/T_{oe} \sim 200$.

Пояснения — см. таблицу 2.

линейной теории [9], существует граница неустойчивости $V_{\phi}^N > V_{\phi \text{ гр}} = V_o / \left[1 + \left(\frac{n_b}{n_o} \right)^{1/3} \right]^{3/2}$ (подробности см. [1а]). При длине системы $L = 100r_d$ во всех рассмотренных случаях, кроме случая 1-7, это условие разрешает на нелинейной стадии возбуждение только основной гармоники $N = 1$. При длине $L = 300r_d$ разрешено возбуждение основной гармоники $N = 3$ и $N < 3$. Такая постановка численного эксперимента моделирует пучковую неустойчивость в случае, когда широкий спектр гармоник развивается от уровня шумов малой амплитуды. Действительно, в подобном случае экспериментально наблюдалось [10], что при развитии пучковой неустойчивости через некоторое время выделяется практически монохроматическая гармоника с максимальным инкрементом.

Ограниченность числа гармоник существенна и для сателлитной неустойчивости [2]. Действительно, в работе [2] показано, что инкремент гармоник-сателлитов γ^N уменьшается с ростом разности скорости пучка (или близкой к ней фазовой скорости основной волны) и фазовой скорости гармоники — $\Delta V_{\phi}^N = V_o - V_{\phi}^N$. В нашем случае при изменении длины системы меняется номер основной гармоники и ΔV_{ϕ}^N близких к ней по фазовой скорости гармоник, т.е. меняются γ^N гармоник-сателлитов. Таким образом, изменение длины системы моделирует изменение инкремента сателлитной неустойчивости.

Сравнение случаев 1-1 ÷ 1-7 [1а,б,в], 2-1 ÷ 2-5 ([1г] и настоящая работа) показывает, что начальная стадия взаимодействия пучок-плазма во всех случаях определяется пучковой неустойчивостью, которая приводит к развитию гармоник с максимальным инкрементом. Нелинейная стадия этой неустойчивости определяется захватом электронов пучка. При этом максимальная амплитуда растет с ростом плотности пучка (таблица 2,3). Дальнейшее развитие неустойчивости определяется сравнительной скоростью развития различных процессов. Основную роль играют "размешивание" захваченных электронов на фазовой плоскости и формирование волны или структуры БГК-типа, сателлитная неустойчивость, модуляционная неустойчивость, затухание электрического поля в результате сильной стохастической неустойчивости движения электронов плазмы.

В случаях 1-1 [1а], 2-1 [1г] скорость "размешивания" больше скорости развития сателлитной неустойчивости, а в случае 2-2 [1г] сравнима со скоростью роста сателлита с максимальным γ^N , но больше скорости роста других гармоник-сателлитов. В результате во всех этих случаях развитие неустойчивости приводит к формированию волны или структуры БГК-типа.

При увеличении плотности пучка в случаях 1-2, 1-3 [1б], 2-3 (настоящая работа) скорость "размешивания" сравнима со скоростью развития сателлитной и модуляционной неустойчивости. В этих случаях за время развития сателлитной и модуляционной неустойчивости и стохастической неустойчивости электронов плазмы успевает сформироваться волна или структура БГК-типа, а электроны плазмы поглощают только часть энергии поля. При этом развитие модуляционной неустойчивости в случаях 1-2 и 2-3 происходит через стадию солитоноподобной структуры, а в случае 1-3 приводит к коллапсу. При дальнейшем увеличении плотности пучка в случаях 1-4, 1-5 [1в], 2-4, 2-5 (настоящая работа) скорость развития сателлитной и модуляционной неустойчивости больше скорости "размешивания". В результате во всех этих случаях развивается коллапс, энергия поля поглощается электронами плазмы, а волна БГК не успевает сформироваться.

В случаях 1-6, 1-7 [1в] при $n_b/n_o \sim 0,1-0,3$ существенную роль играет захват электронов плазмы основной волной, возбуждающейся при пучковой неустойчивости. Вместе с сателлитной и модуляционной неустойчивостью это приводит к быстрому затуханию поля и поглощению его энергии электронами плазмы.

В таблицах 2,3 приведены некоторые данные, характеризующие раз-

витие неустойчивости в разных случаях — $t_{\max}^{(1)}, E_{\max}^{(1)}, V_z^{(1)} = 2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}^{(1)}}{m}} = 2\sqrt{\frac{eE_{\max}^{(1)}\lambda}{2\pi m}}$ — время достижения $E_{\max}^{(1)}$, амплитуда и V_z основной волны в первом максимуме $E(t)$, обусловленном захватом электронов пучка; $t_{\max}, E_{\max}, E_{\max}^2/8\pi n_o T$ — время достижения E_{\max} , максимальное значение $E(x)$ и максимальная плотность энергии при модуляционной неустойчивости и коллапсе (случаи 1-2 ÷ 1-7, 2-3 ÷ 2-5) или средняя амплитуда $E(x)$ и плотность энергии в $t/T_{oe} \sim 400-600$ (случаи 1-1, 2-1, 2-2); $\Delta W_{e\text{cp}}/W_e^o, \Delta W_{b\text{cp}}/W_e^o, \Delta W_{b\text{cp}}/W_b^o$ — энергия, поглощенная электронами плазмы, и потери энергии пучка (средние величины) в $t/T_{oe} \sim 400-600$ (случаи 1-1, 1-2, 2-1 ÷ 2-3) или в $t/T_{oe} \sim 200$ (случаи 1-3 ÷ 1-7, 2-4, 2-5).

В таблице 4 приведены некоторые данные, характеризующие функции распределения электронов плазмы и пучка по скорости в $t=0$ и в $t/T_{oe} \sim 600$ (случаи 1-1, 1-2, 2-1 ÷ 2-3) или в $t/T_{oe} \sim 200$ (случаи 1-3 ÷ 1-7, 2-4, 2-5) — $T/T_e = (\Delta V_{0,6}/(\Delta V_{0,6})_0)^2, (\Delta V_{0,1}/(\Delta V_{0,1})_0)^2$, где T, T_e — температура электронов плазмы и начальная температура; $\Delta V_{0,6}, \Delta V_{0,1}$ — ширина функции распределения $f_e(V)$ на уровне $f_e(V)/f_{\max} \sim 0,6$ и $\sim 0,1$; $(\Delta V_{0,6})_0, (\Delta V_{0,1})_0$ — то же для начальной функции распределения $f_o(V)$ ($(\Delta V_{0,6})_0 = 2V_T$); V_{\max}^e, V_{\min}^e — максимальная и минимальная скорость электронов плазмы; V_{\max}^b, V_{\min}^b — максимальная и минимальная скорость электронов пучка. Отметим, что используется начальная функция распределения $f_o(V)$ случаев 1-0 и 2-5-0, когда не заданы затравочные волны. При этом $V_{\max}^e/V_T \sim 2,82$; $V_{\min}^e/V_T \sim -2,82$ ($f_o(V)$ обрезана на этих скоростях); $f_o(0) = 12700$ при $L/r_d = 100$ и $f_o(0) = 38100$ при $L/r_d = 300$.

Из таблиц 2,3 видно, что в случаях, когда развивается модуляционная неустойчивость (случаи 1-2 ÷ 1-7, 2-3 ÷ 2-5) значительная часть или почти вся энергия потерянная пучком, поглощается электронами плазмы. Сравнение функций распределения электронов плазмы по скорости $f_e(V)$ в разных случаях (приведены в работах [1а,б,в,г] и настоящей работе) с начальной функцией распределения $f_o(V)$ (таблица 4) показывает, что энергия поглощается электронами, ускоренными в области скоростей $V > 0$ и $V < 0$, т.е. "хвостами" функции распределения. Действительно, из таблицы 4 видно, что в случаях с модуляционной неустойчивостью V_{\max}^e, V_{\min}^e много больше начальных, а температура электронов плазмы практически не отличается от начальной. Сравнение $f_e(V)$ и $f_o(V)$ показывает, что $f_{\max} = f_e(0)$ и $f_o(0)$ несколько различаются, но функции $f_e(V)/f_{\max}$ практически не отличаются от $f_o(V)/f_o(0)$

в случаях $1 - 1 \div 1 - 3$, $2 - 1 \div 2 - 5$ в области $f_e(V)/f_{max}$ от $\sim 1,0$ до $\sim 0,1$, в случаях $1 - 4 \div 1 - 6$ от $\sim 1,0$ до $\sim 0,2$, что свидетельствует о сохранении температуры (таблица 4). Только в случае 1-7 наблюдается небольшой нагрев электронов плазмы — $f_e(V)/f_{max}$ уширяется по сравнению с $f_o(V)/f_o(0)$, причем в области $f_e(V)/f_{max} \sim 1,0 - 0,3$ уширение соответствует температуре $T \sim 2T_e$. Основная энергия (напомним, что полное $\Delta W_e/W_e^o \sim 41,6$) и в этом случае поглощается “хвостами” функции распределения.

Таблица 4.
 $t/T_{oe} \sim 600(x)$ или 200.

Случай	$f_{max}/f_o(0)$	T/T_e	$\Delta V_{0,1}/(\Delta V_{0,1})_0$	V_{max}^e/V_T	V_{min}^e/V_T	V_{max}^b/V_T	V_{min}^b/V_T
$f_o(V)$	1,0	1,0	1,0	2,82	-2,82	15,92	15,92
1 - 1 ^x	0,9	1,0	1,0	3,71	-3,53	22,12	7,48
1 - 2 ^x	0,9	1,0	1,0	19,89	-10,19	22,76	0,48
1 - 3	0,9	1,0	1,0	20,53	-11,62	24,83	0,48
1 - 4	0,9	1,0	1,03	23,34	-10,57	26,40	-0,87
1 - 5	0,9	1,0	1,3	25,70	-12,05	28,01	-0,86
1 - 6	1,1	1,0	1,1	29,28	-11,77	29,69	-2,31
1 - 7	0,7	2,0	2,6	35,13	-13,48	38,17	-10,19
2 - 1 ^x	1,0	1,0	1,0	3,34	-3,27	19,43	12,27
2 - 2 ^x	1,0	1,0	1,0	3,33	-3,41	19,42	9,87
2 - 3 ^x	1,0	1,0	1,0	9,95	-9,13	21,01	2,07
2 - 4	0,9	1,0	1,0	13,76	-13,43	27,07	1,67
2 - 5	0,9	1,0	1,0	14,77	-12,48	28,78	1,21

$f_o(V)$ — начальная невозмущенная функция распределения электронов плазмы по скорости (обрезана на скорости $V/V_T \sim \pm 2,82$; $f_o(0) = 12700$ при $L/r_d = 100$; $f_o(0) = 38100$ при $L/r_d = 300$); $f_{max} = f_e(0)$; $T/T_e = (\Delta V_{0,6}/(\Delta V_{0,6})_0)^2$, $(\Delta V_{0,1}/(\Delta V_{0,1})_0)^2$, где T/T_e — температура электронов плазмы и начальная температура; $\Delta V_{0,6}$, $\Delta V_{0,1}$ — ширина функции распределения $f_e(V)$ на уровне $f_e(V)/f_{max} \sim 0,6$ и $\sim 0,1$; $(\Delta V_{0,6})_0$, $(\Delta V_{0,1})_0$ — то же для начальной функции распределения $f_o(V)$; V_{max}^e , V_{min}^e — максимальная и минимальная скорость электронов плазмы; V_{max}^b , V_{min}^b — максимальная и минимальная скорость электронов пучка.

В работах [1a ÷ г] и настоящей работе оценивались границы развитого стохастического движения электронов пучка и плазмы. За верхнюю границу этой области принималась максимальная скорость p - или b -электронов, за нижнюю — минимальная скорость b -электронов. Из таблицы

4 видно, что в случаях 1-2, 1-3 $V_{min}^b < V_T$, а в случаях 1 - 4 ÷ 1 - 7 $V_{min}^b < 0$. Это показывает, что на стадии развитого стохастического движения в области стохастического движения оказывается значительное число электронов плазмы. Однако, из-за затухания эта стадия достаточно короткая, так что основная часть электронов плазмы не успевают заметно изменить скорость. В результате функции распределения $f_e(V)/f_{max}$ заметно меняются только в области $f_e(V)/f_{max} > 0,1$ или $> 0,2$, а температура электронов плазмы практически не меняется (кроме случая 1-7).

Рассмотрим некоторые вопросы, связанные с формированием волны или структуры БГК-типа. Как уже говорилось скорость роста гармоник-спутников уменьшается с ростом $\Delta V_{\phi}^N = V_o - V_{\phi}^N$. Если параллельно с развитием гармоник-спутников с разными ΔV_{ϕ}^N идет “размешивание” электронов, захваченных основной волной, то можно ожидать, что существует некоторое граничное ΔV_{ϕ}^N , определяемое скоростью “размешивания”. Гармоники-спутники с ΔV_{ϕ}^N , меньшей граничной, которые развиваются со скоростью, сравнимой со скоростью “размешивания”, вместе с основной волной включаются в сильную стохастическую неустойчивость, что приводит к формированию структуры БГК-типа. Гармоники с ΔV_{ϕ}^N больше граничной, которые развиваются со скоростью меньшей скорости “размешивания”, будут подавлены. Если максимальная скорость роста гармоник-спутников меньше скорости “размешивания”, то спутники будут подавлены и сформируется волна БГК-типа.

Действительно, в случаях 1-1 [1a], 2-1 [1г] скорость “размешивания” больше скорости роста даже гармоник с минимальным ΔV_{ϕ}^N . В результате эти гармоники подавлены и развитие основной волны приводит к формированию волны БГК. В случае 2-2 [1г] (основная волна $N = 3$) скорость роста, сравнимую со скоростью “размешивания”, имеет только гармоника-спутник $N = 4$ с минимальной ΔV_{ϕ}^N . Эта гармоника включается в сильную стохастическую неустойчивость с основной волной, в результате чего формируется структура БГК-типа, а гармоники-спутники $N \geq 5$ с большими ΔV_{ϕ}^N подавляются. Это подтверждает предположение о граничной ΔV_{ϕ}^N .

С этим предположением согласуются и результаты подобного нашему численного эксперимента [11], в котором рассматривается система длиной $L = 2000r_d$. Исследуется взаимодействие с плазмой ($M/m = 10^2$; $T_e = T_i$) пучка с параметрами $n_b/n_o = 3 \cdot 10^{-3}$; $V_o/V_T = 8$; $T_b = T_e$. Для

пучка с такими параметрами, согласно линейной теории, возможно возбуждение гармоник с $0,12 < kr_d < 0,2$ ($52,4 < \frac{\lambda}{r_d} < 31,4$; $38 < N < 64$). Максимальный инкремент $\gamma/\omega_{oe} \sim 3,6 \cdot 10^{-2}$ имеет гармоника с $kr_d \sim 0,144$ ($\frac{\lambda}{r_d} = 43,6$; $N = 46$). В системе длиной $L = 2000r_d$ при $V_o/V_T = 8$ и $N \geq 46$ ΔV_Φ^N малы (для основной волны $N = 46$ $\Delta V_\Phi^N/V_T \sim 0,87$, для гармоники $N = 47$ $\Delta V_\Phi^N/V_T \sim 1,01$, так что $\frac{V_\Phi^{(46)} - V_\Phi^{(47)}}{V_T} \sim 0,14$), так что можно ожидать возбуждения широкого спектра сателлитов. Однако, этого не наблюдается, во всяком случае в рассмотренном в работе [11] интервале времени $\omega_{oe}t \sim 266$ ($t/T_{oe} \sim 42,3$). Действительно, по распределению поля $E(x)$ (приведено только четыре момента времени) видно, что к $\omega_{oe}t \sim 102$ ($t/T_{oe} \sim 16$) выделяется основная гармоника $N = 46$. Она остается выделенной до $\omega_{oe}t = 266$ ($t/T_{oe} \sim 42,3$), но ее амплитуда модулируется. Максимальное значение $E(x)$ достигает величины $E_{\max}/\sqrt{4\pi n T_e} \sim 0,4$ ($E_{\max} \sim 16$; $\frac{E_{\max}^2}{8\pi n T_e} \sim 0,08$) в $\omega_{oe}t = 184$ ($t/T_{oe} \sim 29$). До $\omega_{oe}t = 266$ ($t/T_{oe} \sim 42$) $E(x)$ имеет характер регулярных колебаний. Это показывает, что возбуждается ограниченное число гармоник.

По фазовой плоскости $\omega_{oe}t = 143$, $t/T_{oe} \sim 22,8$ (приведен только один момент времени) четко видна структура БГК-типа, свидетельствующая о сильной стохастической неустойчивости в районе области захвата гармоник $N \sim 46 \div 53$. Действительно, верхняя граница $\tilde{V}(x)$ этой структуры соответствует границе захвата (или стохастического слоя) основной гармоники $N = 46$, а нижняя граница — гармоники $N = 53$. Подобная картина наблюдается в случае 2-2 ([1г], рис. 16), где верхняя граница $\tilde{V}(x)$ определяется основной волной $N = 3$, нижняя — гармоникой-сателлитом $N = 4$. Формирование в случае [11] структуры БГК-типа, включающей гармоники $N \sim 46 \div 53$, показывает, что несмотря на малые ΔV_Φ^N число развивающихся гармоник-сателлитов ограничено — гармоники $N > 53$ ($\Delta V_\Phi^N/V_T > 2,0$; $\frac{V_\Phi^{(46)} - V_\Phi^N}{V_T} > 1,2$) подавлены.

Формирование структуры подобного типа наблюдалось также в численных экспериментах [12] при исследовании неустойчивости размытых пучков в системе с инъекцией пучка.

Сравнение рассмотренных нами случаев показывает, что развитие пучковой неустойчивости может привести к формированию волны или структуры БГК-типа как в отсутствие сателлитной и модуляционной неустойчивости (случаи 1-1, 2-1, 2-2), так и в случаях, когда эти неустойчивости играют существенную роль и приводят к поглощению части энергии электрического поля электронами плазмы (случаи 1-2, 1-3, 2-3).

Формирующаяся при этом волна или структура БГК-типа имеет ха-

рактерные особенности — она содержит ядро захваченных основной волной электронов, окруженное стохастическим слоем. В случаях, когда возбуждаются гармоники-сателлиты, стохастический слой включает их области захвата. Само ядро захваченных электронов неоднородно — оно содержит равномерно распределенные по фазовой плоскости захваченные электроны и выделенные долгоживущие сгустки с орбитами, близкими к дну потенциальной ямы (центру области захвата).

Некоторые параметры волны (структуры) БГК-типа и стохастического слоя (оценка) в разных случаях приведены в таблице 5. Приведены длина волны, средняя фазовая скорость $V_{\Phi \text{ ср}}$ и средняя амплитуда $E_{\text{ср}}$, $V_{\text{з ср}}$ установившейся волны в $t/T_{oe} \sim 500 - 600$, размер ядра захваченных частиц по скорости на $x \sim x_m - \Delta V$ и по x на $V \sim V_\Phi - \Delta x$ ($x = x_m$, $V = V_\Phi$ — центр области захвата), ширина стохастического слоя по скорости на $x \sim x_m$ верхнего ($V > V_\Phi$) — $\delta V_{\text{верх}}$ и нижнего ($V < V_\Phi$) — $\delta V_{\text{нижн}}$ и ширина стохастического слоя по x на $V \sim V_\Phi - \delta x$.

Таблица 5.
Параметры волны БГК-типа и стохастического слоя (оценка).
 $t/T_{oe} \sim 500 - 600$.

Случай	1-1	1-2	1-3	2-1	2-2	2-3
L/r_d	100	100	100	300	300	300
λ/r_d	100	100	100	100	100	100
$V_{\Phi \text{ ср}}/V_T$	14,55	14,39	12,84	15,38	15,59	15,80
$E_{\text{ср}}$	13,5	12,8	2,5	3,1	3,4	5,7
$V_{\text{з ср}}/V_T$	4,66	4,54	2,01	2,24	2,34	3,03
$\Delta V/V_T$	8,0	7,4	3,2	3,8	2,7	2,0
$\Delta V/2V_{\text{з ср}}$	0,86	0,81	0,80	0,85	0,58	0,33
$\Delta x/r_d$	60	60	66	50	50	20
$\Delta x/\lambda$	0,60	0,60	0,66	0,50	0,50	0,20
$\delta V_{\text{верх}}/V_{\text{з ср}}$	0,76	0,72	0,75	0,96	1,06	0,82
$\delta V_{\text{нижн}}/V_{\text{з ср}}$	0,66	0,54	0,52	0,54	1,86	1,56
$\delta x/\frac{\lambda}{2}$	0,40	0,40	0,34	0,50	0,50	0,80
ссылка	[1а]	[1б]	[1б]	[1г]	[1г]	наст. работа

L, λ — длина системы, длина волны; E нормировано на $\frac{m r_d}{e T_{oe}^2}$; $\Delta V, \Delta x$ — размер ядра захваченных частиц по V на $x \sim x_m$ и по x на $V \sim V_\Phi$ ($x = x_m$, $V = V_\Phi$ — центр области захвата); $\delta V_{\text{верх}}, \delta V_{\text{нижн}}$ — ширина стохастического слоя по V на $x \sim x_m$ верхнего ($V > V_\Phi$) и нижнего ($V < V_\Phi$); δx — ширина стохастического слоя по x на $V \sim V_\Phi$.

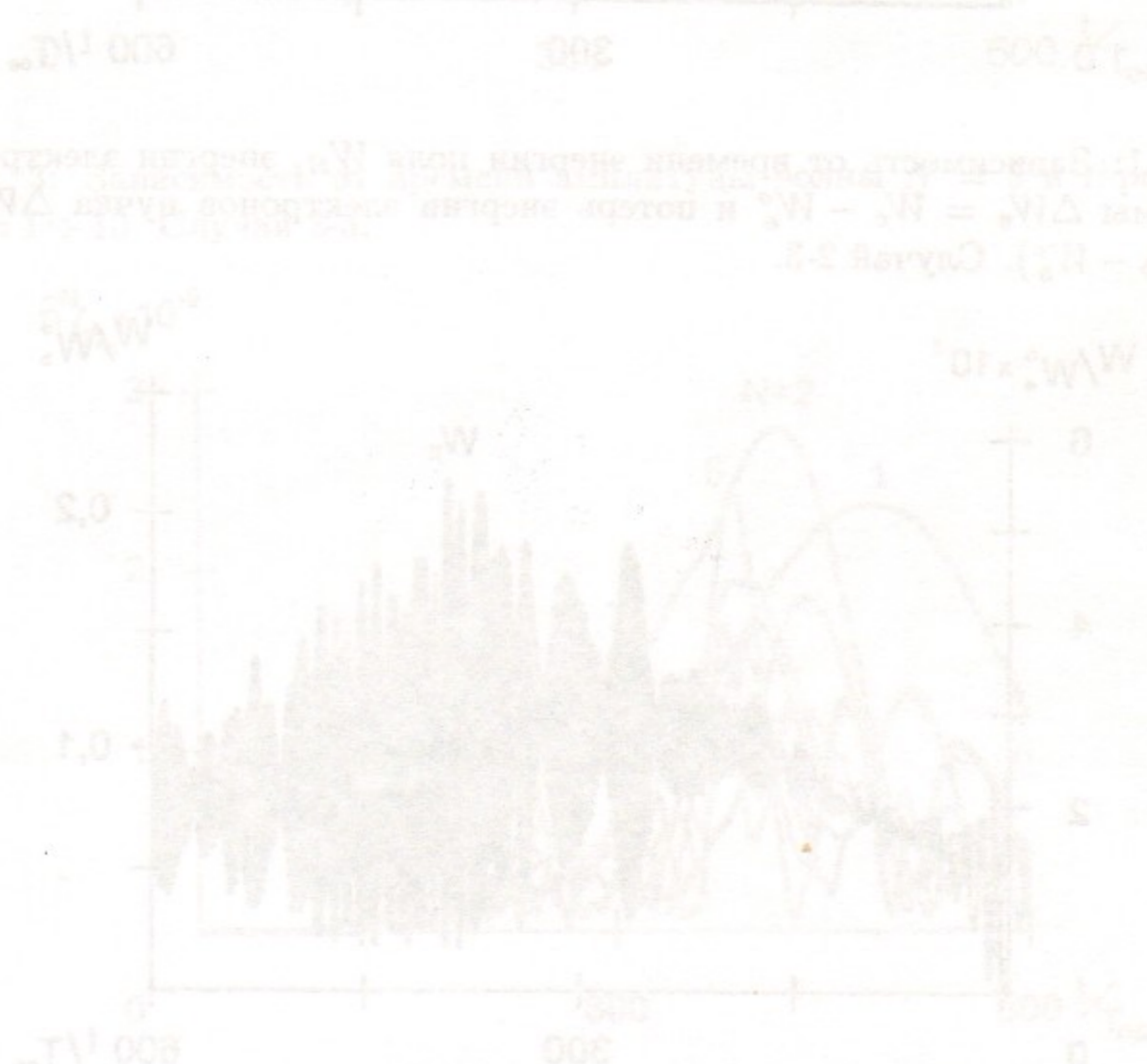
Квазистационарные волны БГК-типа, содержащие сгустки захваченных частиц вблизи дна потенциальной ямы волны наблюдались экспериментально [13]. Так в работе [14] такие волны были получены при возбуждении в замагниченной плазме продольной электростатической волны и инъекции в нее сгустков электронов малой плотности в определенной фазе. В работе [15,16] предварительно сформированные сгустки электронов возбуждали волну в незамагниченной плазме. Было показано, что при некоторых параметрах сгустков волна приобретает характер стационарной.

Авторы выражают благодарность Е.П.Маточкину, принимавшему участие в работе на начальной стадии.

Литература

- [1] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова. — "Волны БГК и модуляционная неустойчивость при взаимодействии холодного электронного пучка с плазмой. I, II, III, IV." а. I. Препринт ИЯФ N 98-36, Новосибирск, 1998. б. II. Препринт ИЯФ N 98-37, Новосибирск, 1998. в. III. Препринт ИЯФ N 98-38, Новосибирск, 1998. г. III. Препринт ИЯФ N 98-79, Новосибирск, 1998.
- [2] Н.Г.Мацуборко, И.Н.Онищенко, Я.Б.Файнберг, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. — ЖЭТФ 63, 874, 1972.
- [3] Г.А.Артин, Н.С.Бучельникова. — "Волна Бернштейна-Грина-Крускала в длинной системе. Неустойчивость сателлитов. I, II." Препринты ИЯФ N 95-23, N 95-24, Новосибирск, 1995.
- [4] N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. — Phys. Lett 112A, 330, 1985.
- [5] P.K.Kaw, A.T.Lin, J.M.Dawson. — Phys. Fluids 16, 1967, 1973.
- [6] N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. — Physica Scripta 24, 566, 1981.
- [7] Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. — Физика Плазмы 7, 383, 1981.
- [8] L.Demeio, J.P.Holloway. — J. Plasma Phys. 46, Pt1, 63, 1991.
- [9] В.С.Имшенник, Ю.И.Морозов. — ЖТФ 31, 640, 1961.

- [10] K.W.Gentle, C.W.Roberson. — Phys. Fluids 14, 2780, 1971.
K.W.Gentle, L.Lohr. — Phys. Fluids 16, 1464, 1973.
- [11] K.Akimoto, Y.Omura, H.Matsumoto. — Phys. Plasmas 3, 2559, 1996.
- [12] Ю.С.Сизов, В.Д.Левченко. — Физика Плазмы 23, N4, 325, 1997.
- [13] В.П.Коваленко. — УФН 139, 223, 1983.
- [14] A.Bouhoule, M.Weinfeld. — Phys. Rev. Lett 36, 1144, 1976.
- [15] А.М.Гладкий, В.П.Коваленко, П.Н.Юшманов. — Письма ЖЭТФ 24, 533, 1976.
- [16] А.М.Гладкий, В.П.Коваленко. — ЖЭТФ 74, 984, 1978.



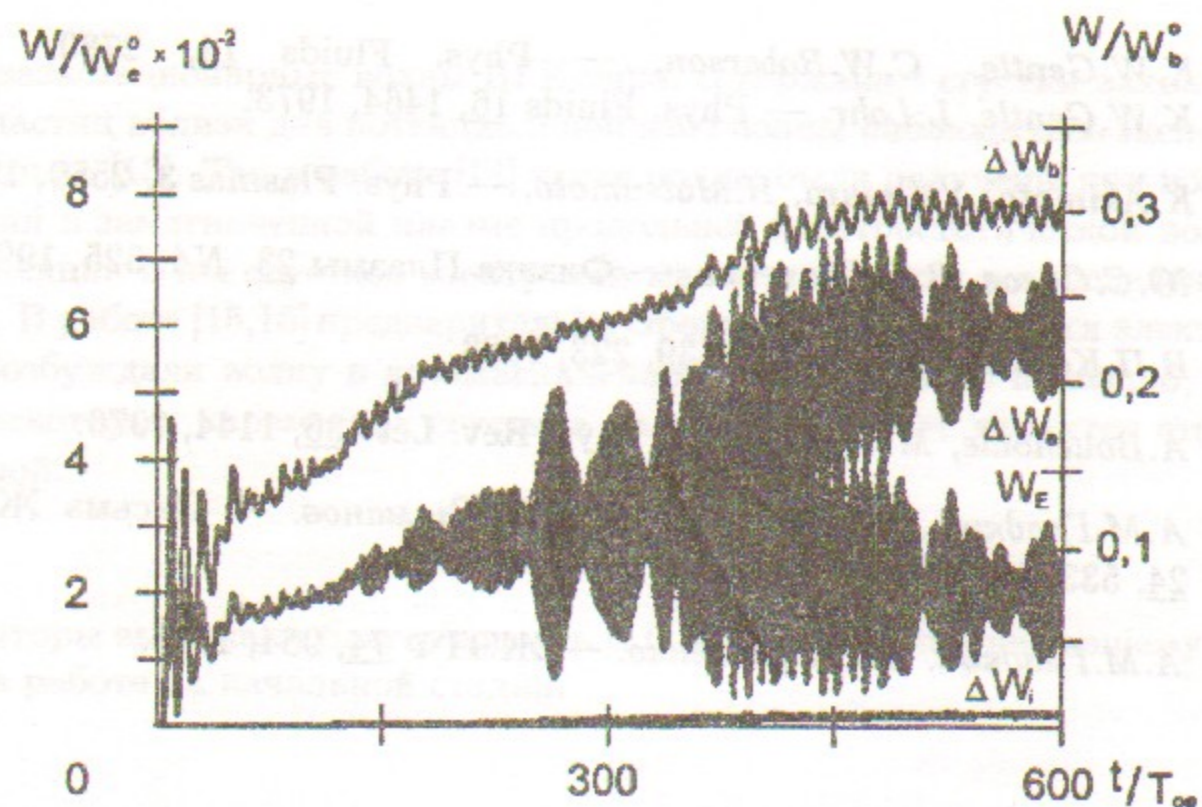


Рис. 1: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы $\Delta W_e = W_e - W_e^0$ и потерь энергии электронов пучка $\Delta W_b = -(W_b - W_b^0)$. Случай 2-3.

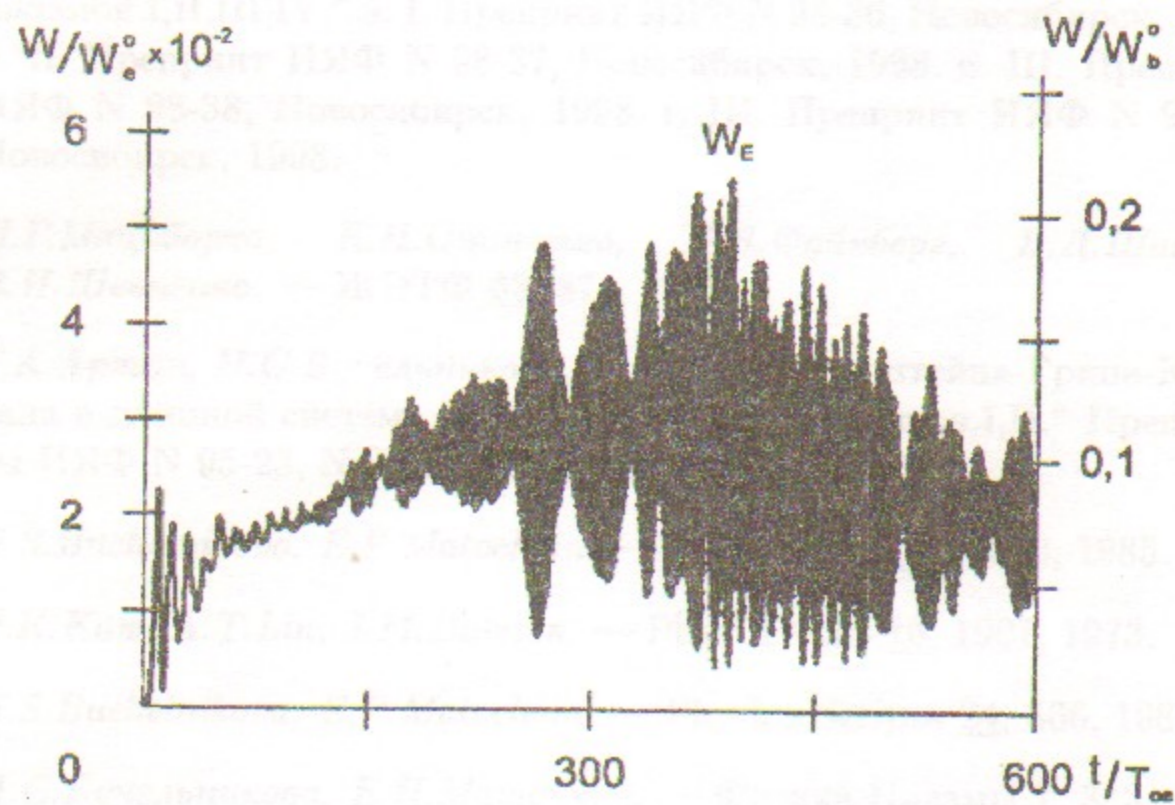


Рис. 2: Зависимость от времени энергии поля W_E . Случай 2-3.

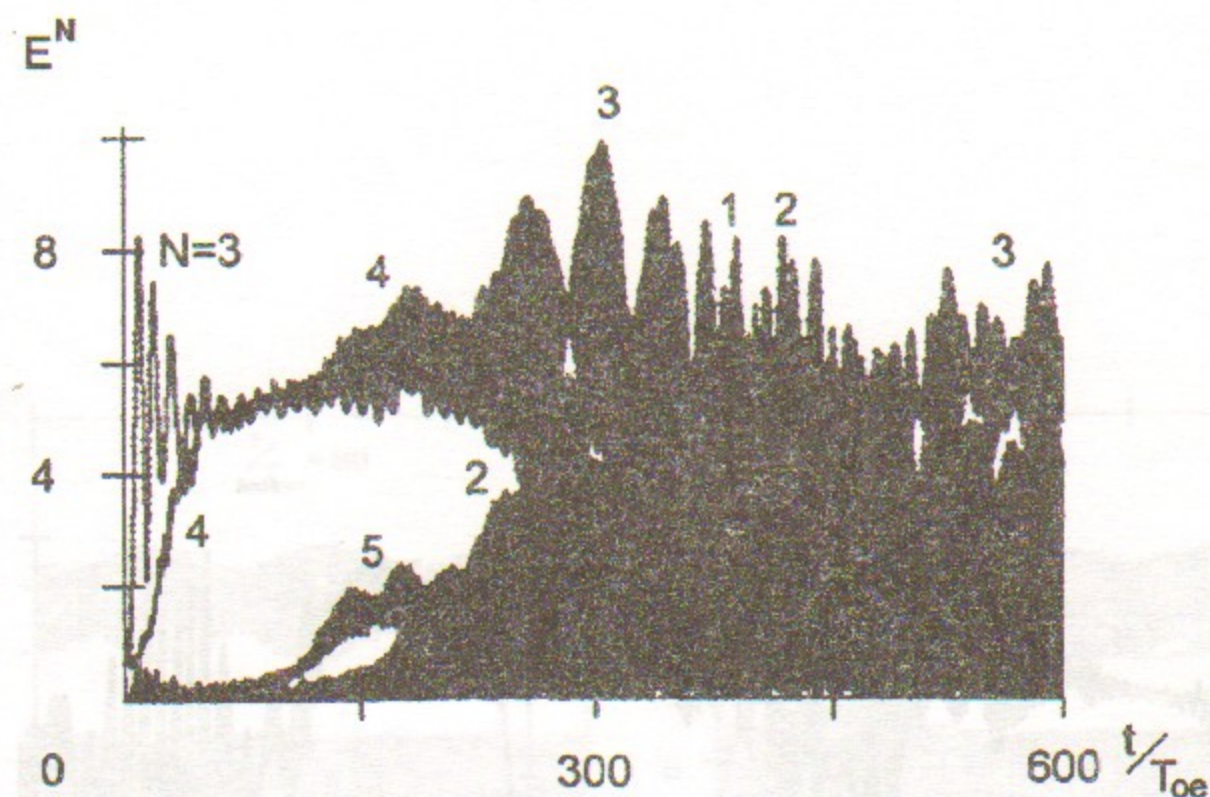


Рис. 3: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 3$ и гармоник $N = 1 \div 10$. Случай 2-3.

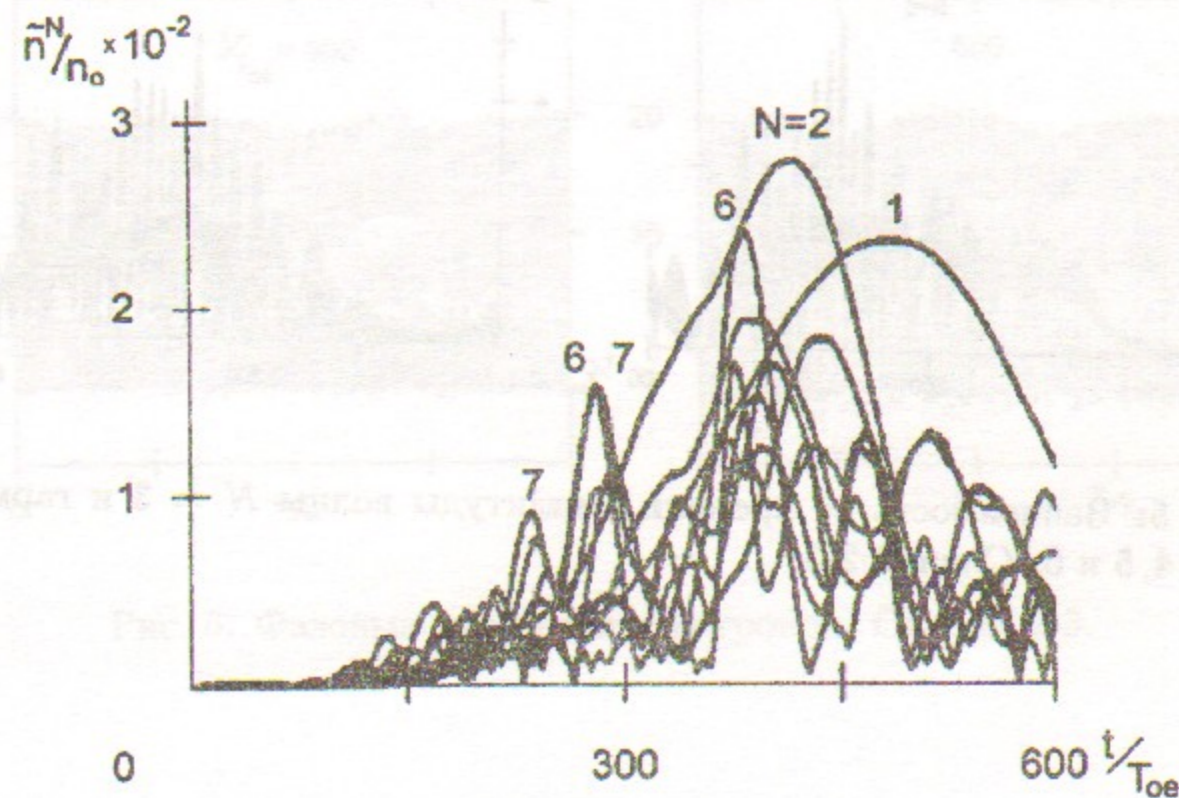


Рис. 4: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности $N_i = 1 \div 10$. Случай 2-3.

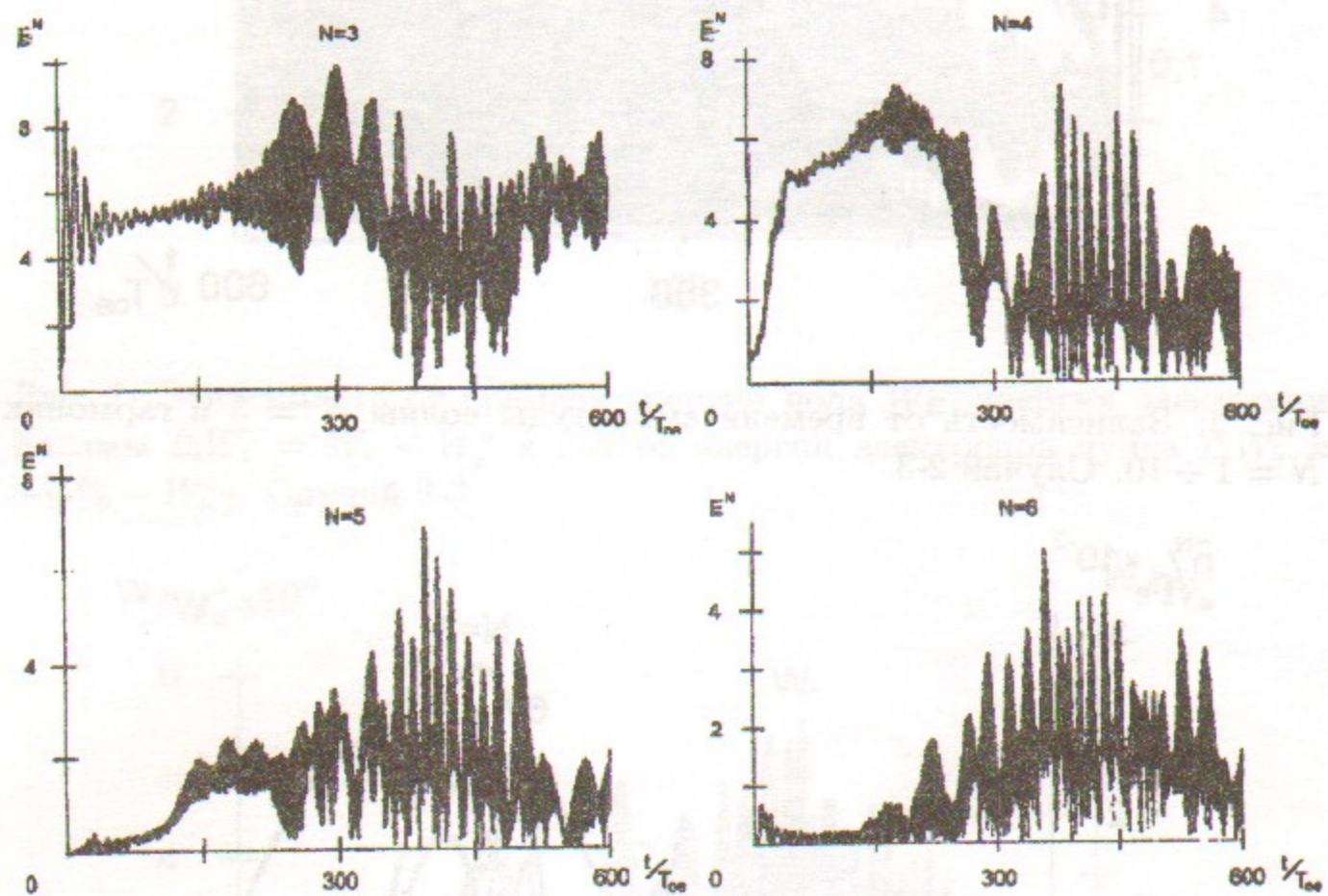


Рис. 5: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 3$ и гармоник $N = 4, 5$ и 6 . Случай 2-3.

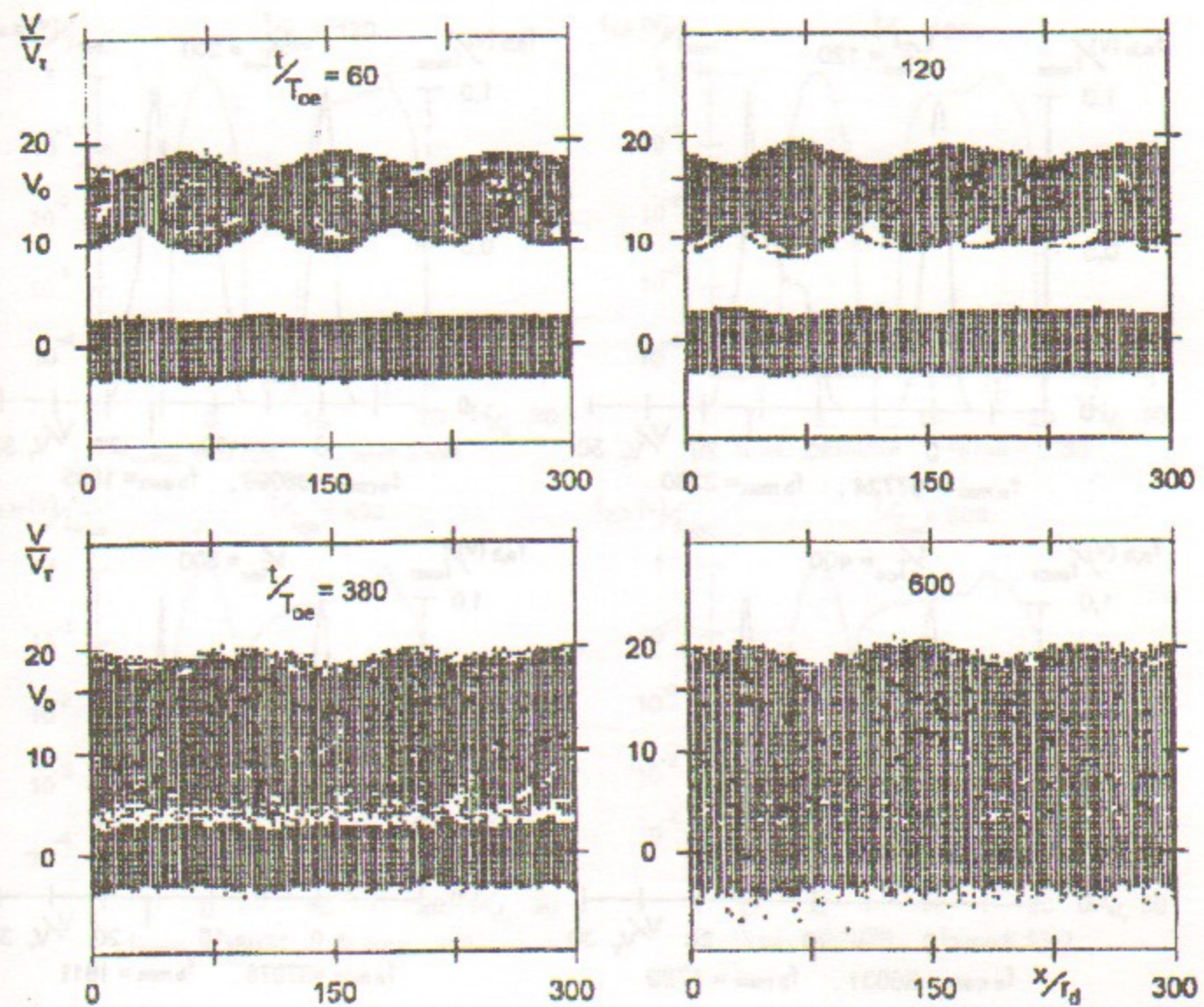


Рис. 6: Фазовые плоскости электронов. Случай 2-3.

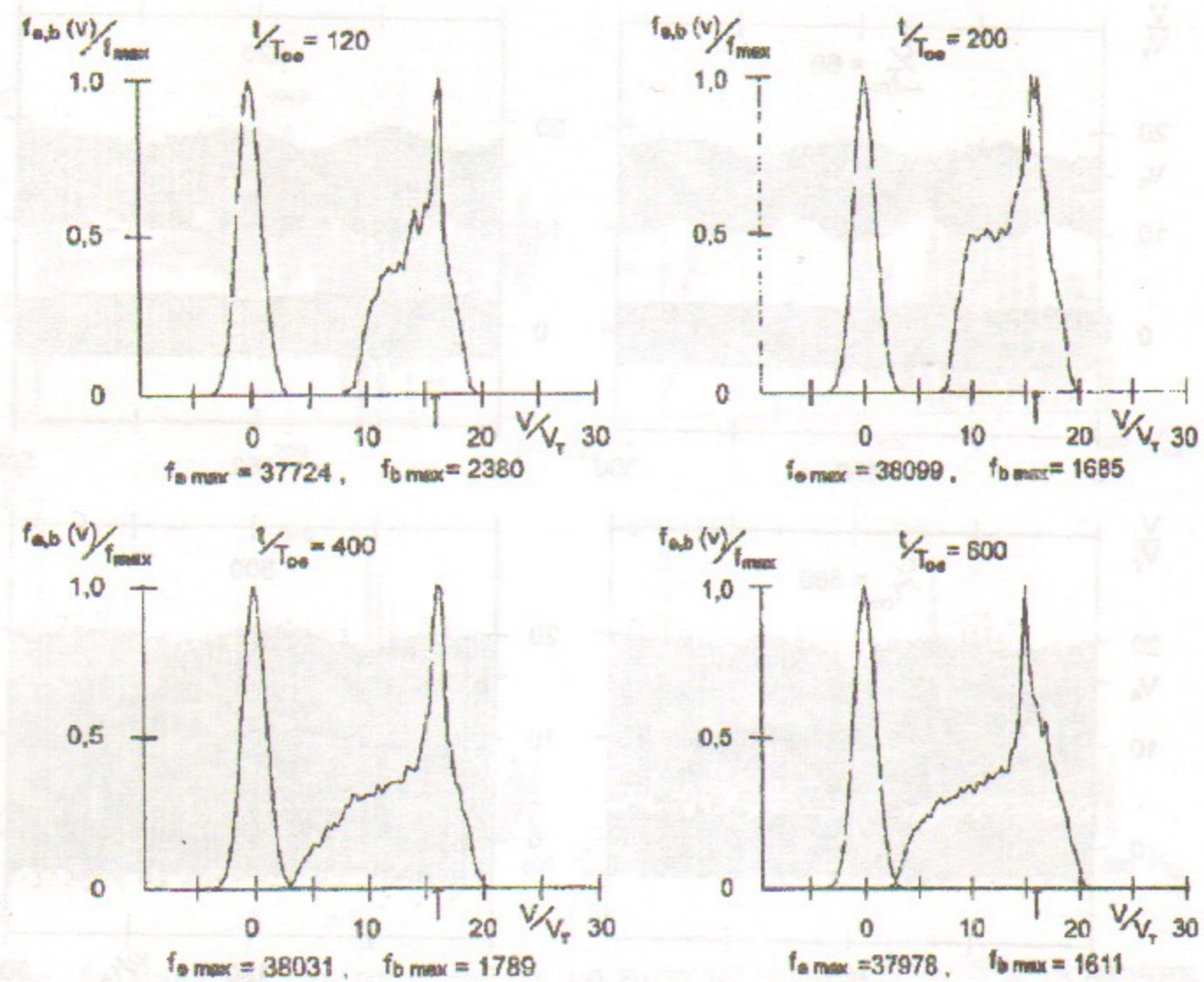


Рис. 7: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Случай 2-3. Стрелкой отмечена скорость пучка $V_0/V_T = 15,9$.

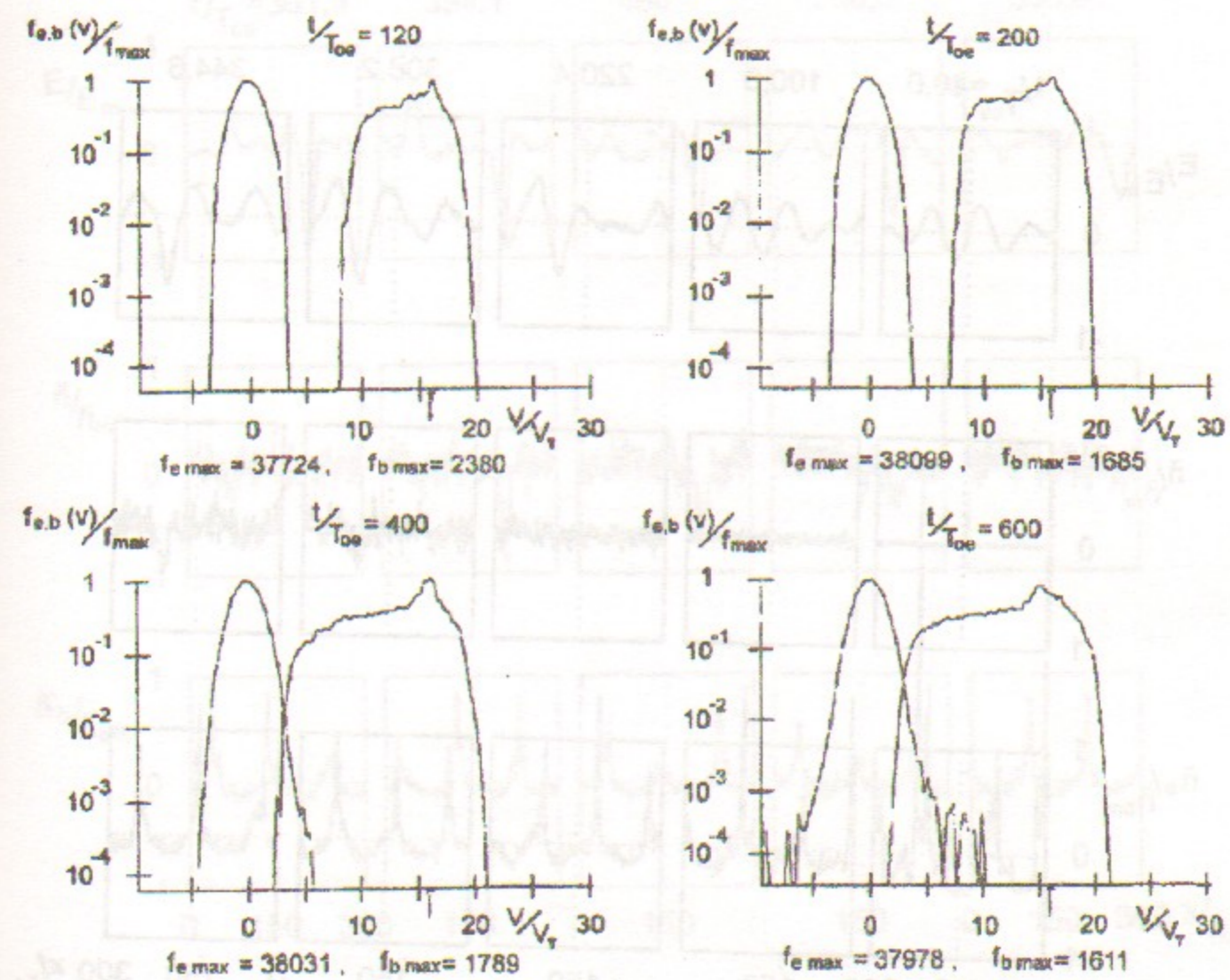


Рис. 8: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка (логарифмический масштаб). Случай 2-3. Стрелкой отмечена скорость пучка $V_0/V_T = 15,9$.

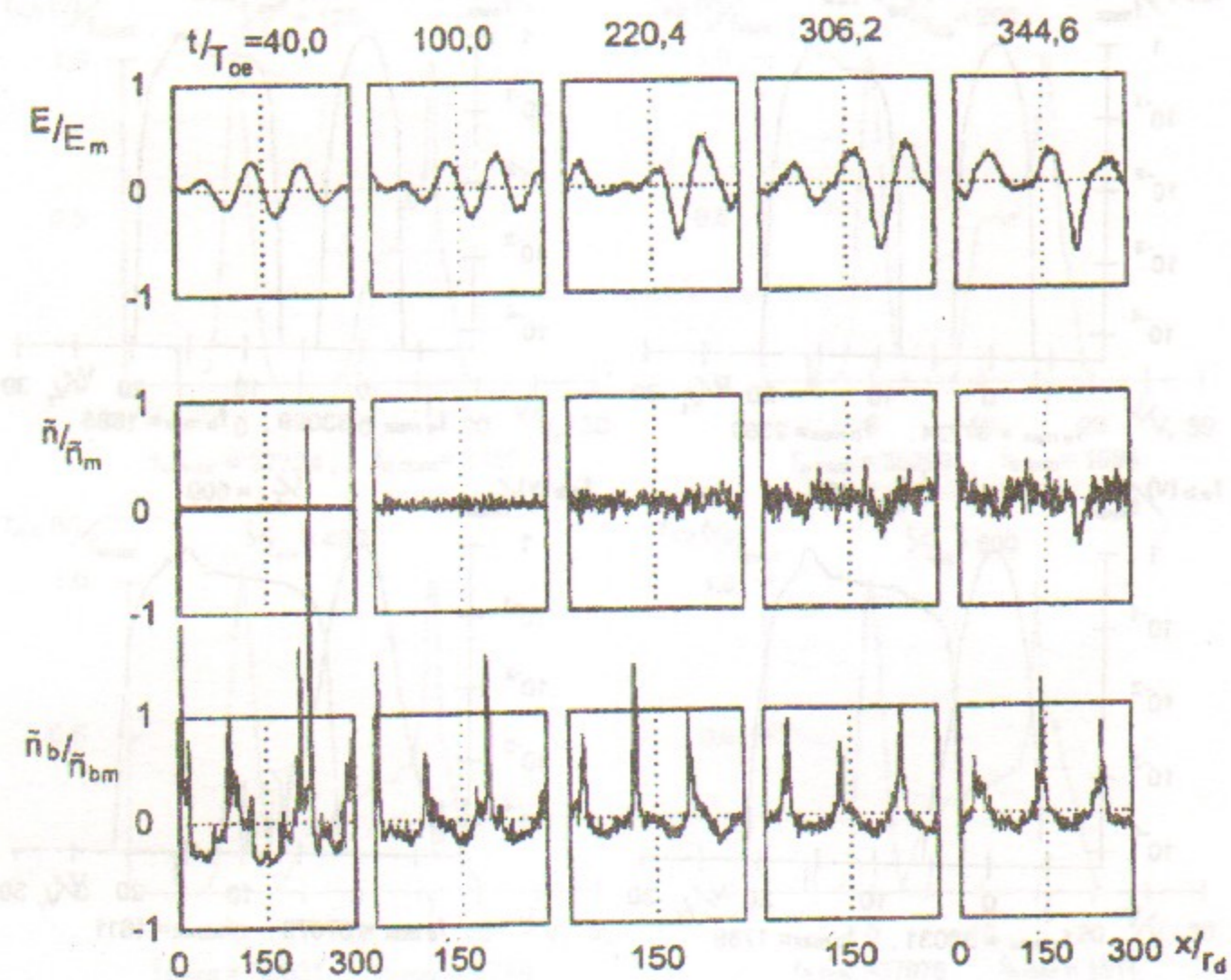


Рис. 9: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 2-3. $E_m = 36,28$; $\tilde{n}_m/n_o = 0,22$; $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 2,10$.

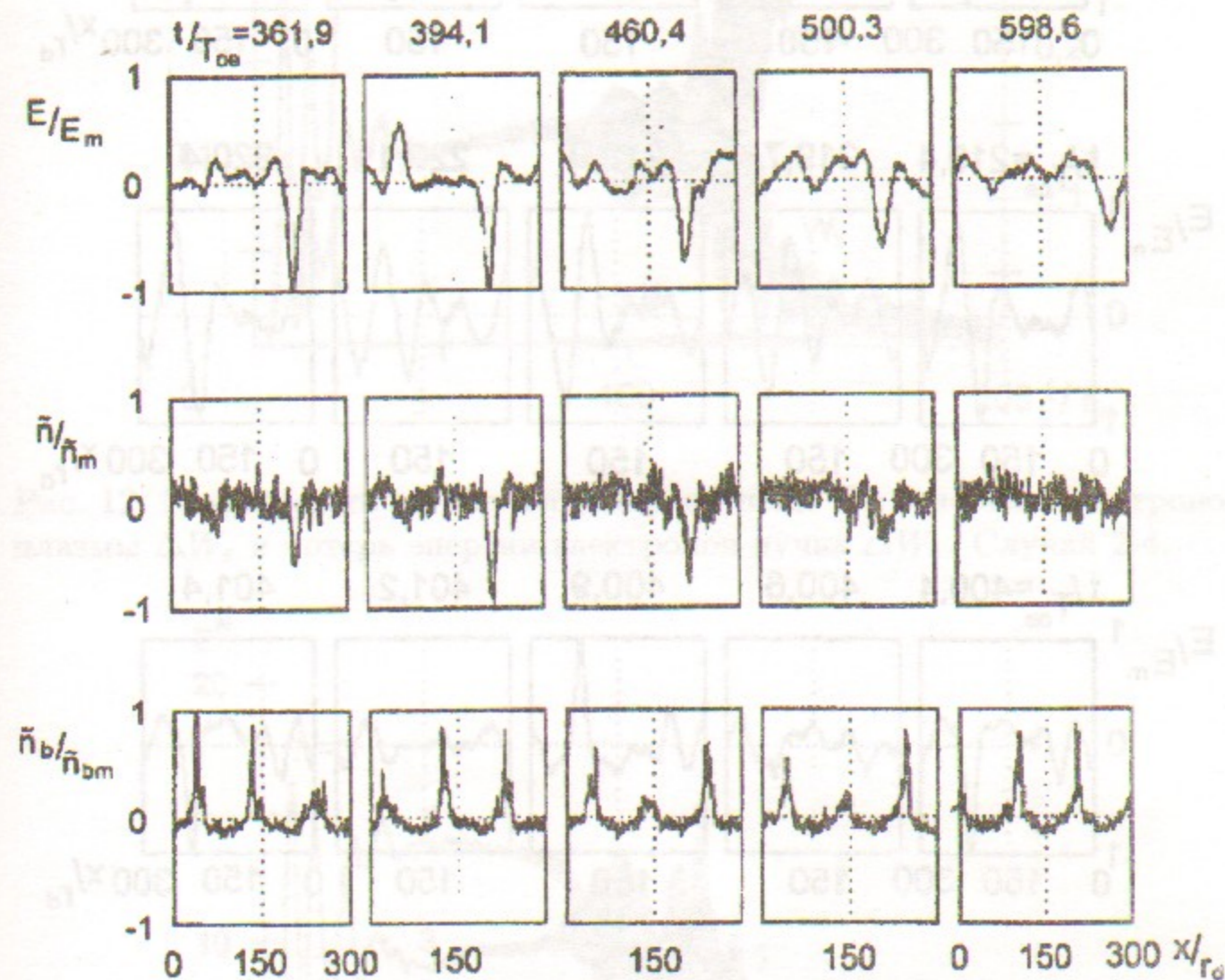


Рис. 10: Распределение поля $E(x)$, возмущения плотности плазмы $\tilde{n}(x)$ и возмущения плотности электронов пучка $\tilde{n}_b(x)$. Случай 2-3. $E_m = 36,28$; $\tilde{n}_m/n_o = 0,22$; $\tilde{n}_{bm}/n_b^o = 2,10$.

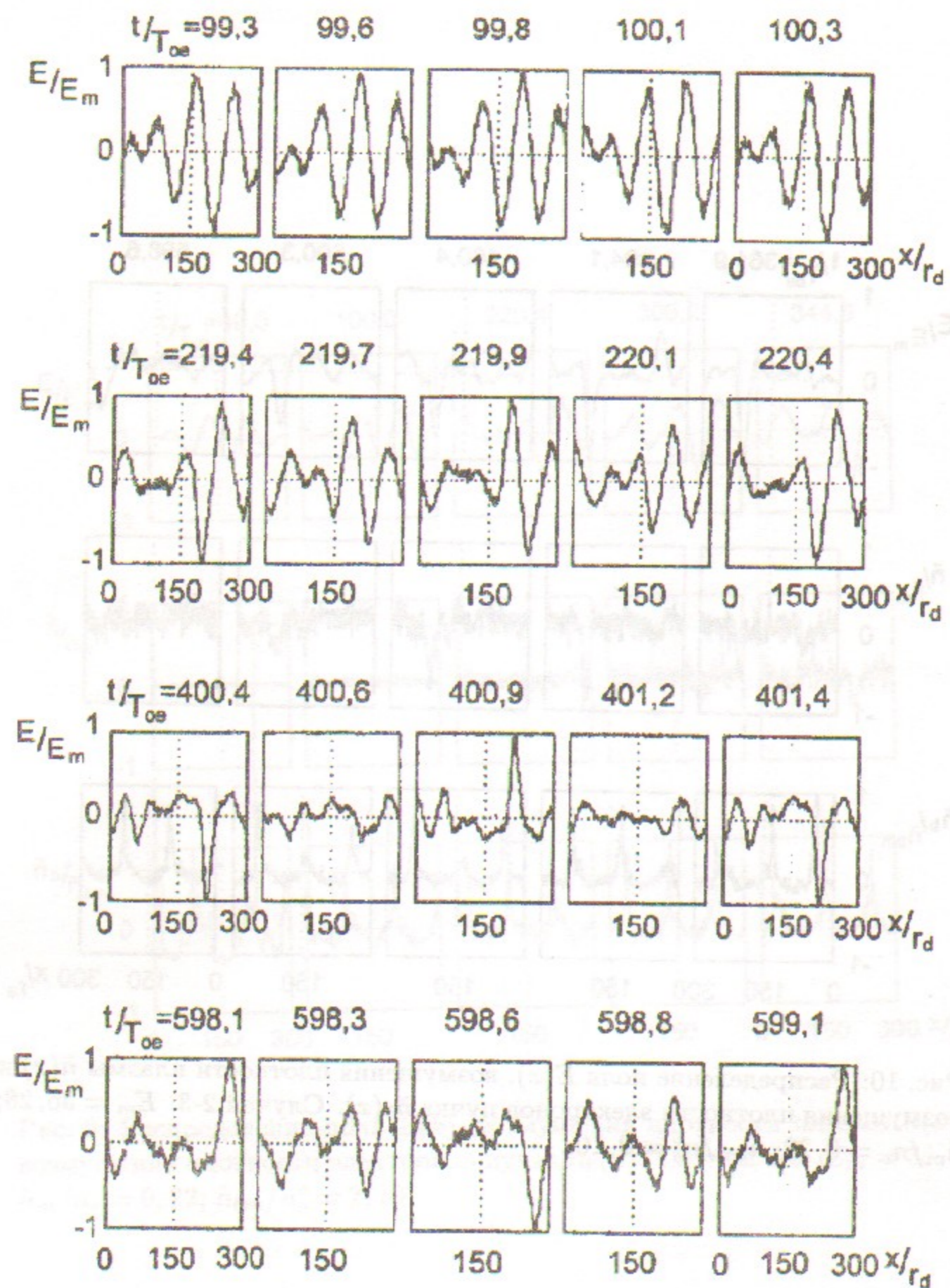


Рис. 11: Распределение поля $E(x)$. Случай 2-3. а. $E_m = 11,90$; б. $E_m = 19,84$; в. $E_m = 31,86$; г. $E_m = 18,87$.

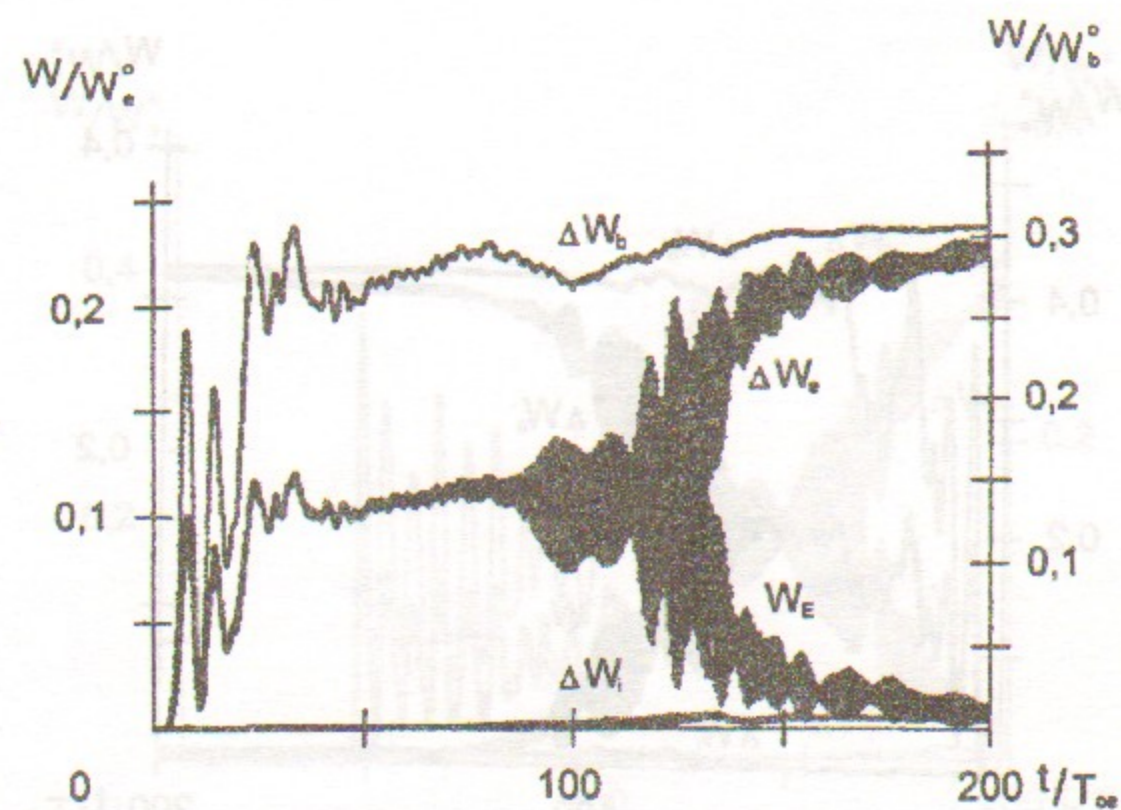


Рис. 12: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка ΔW_b . Случай 2-4.

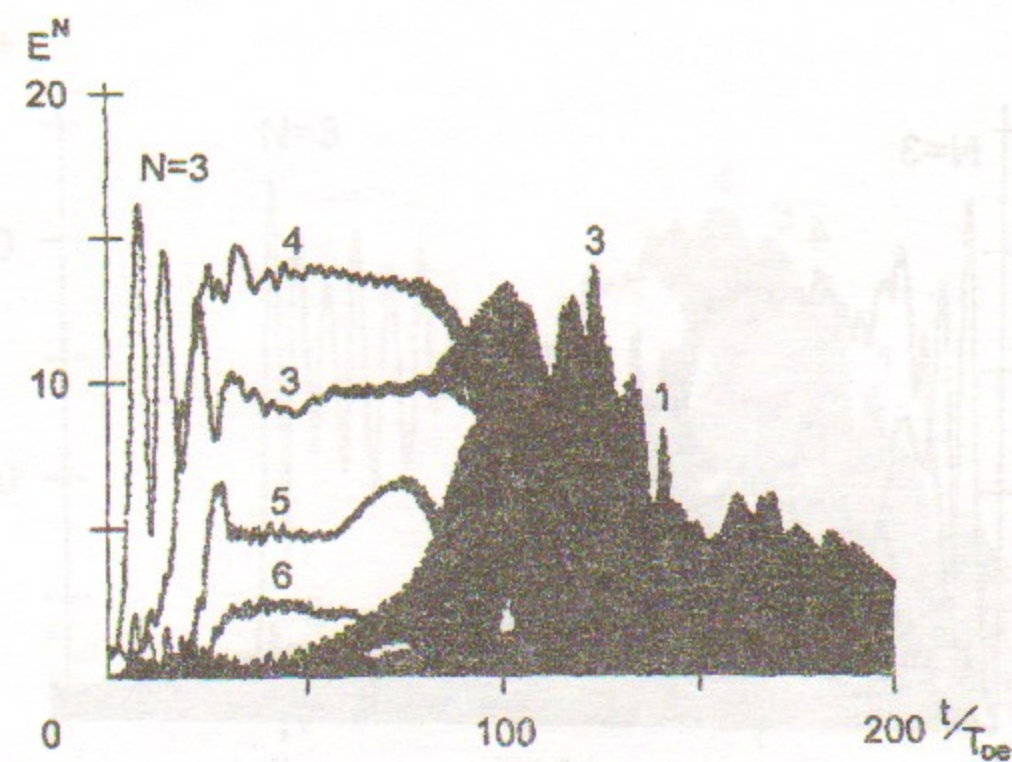


Рис. 13: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 3$ и гармоник $N = 1 \div 20$. Случай 2-4.

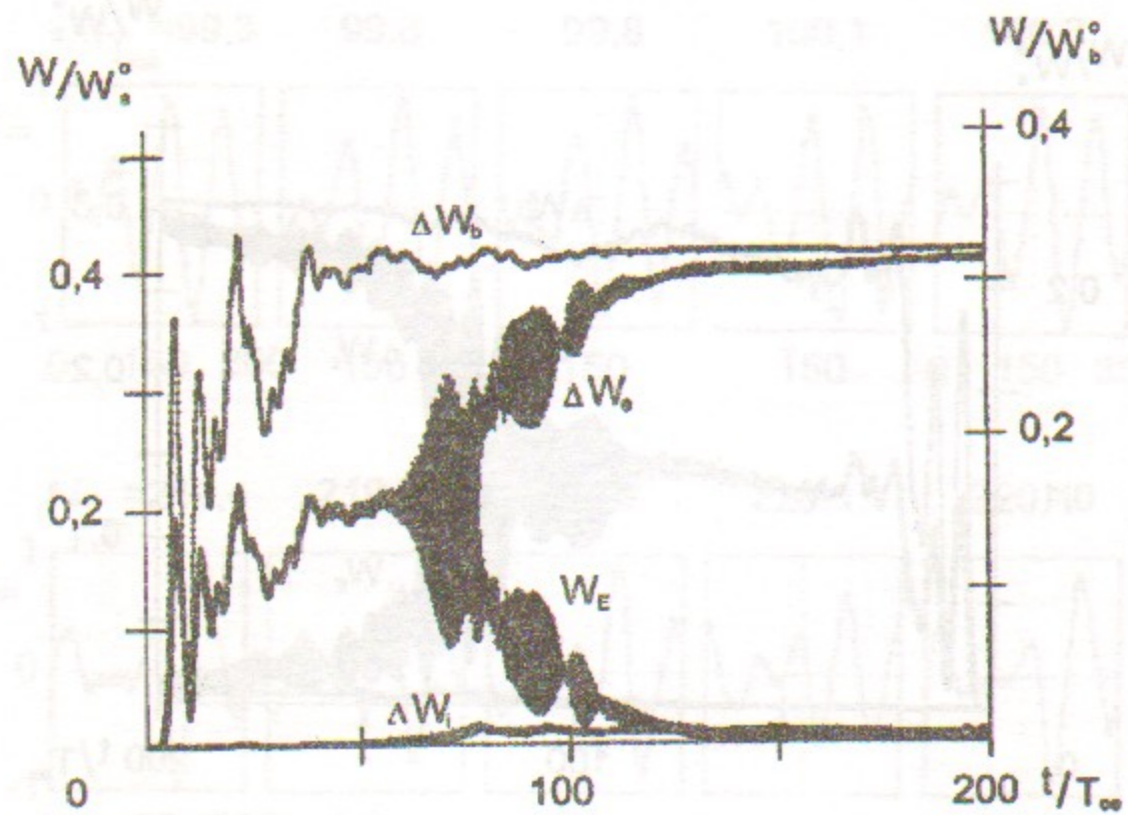


Рис. 14: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка ΔW_b . Случай 2-5.

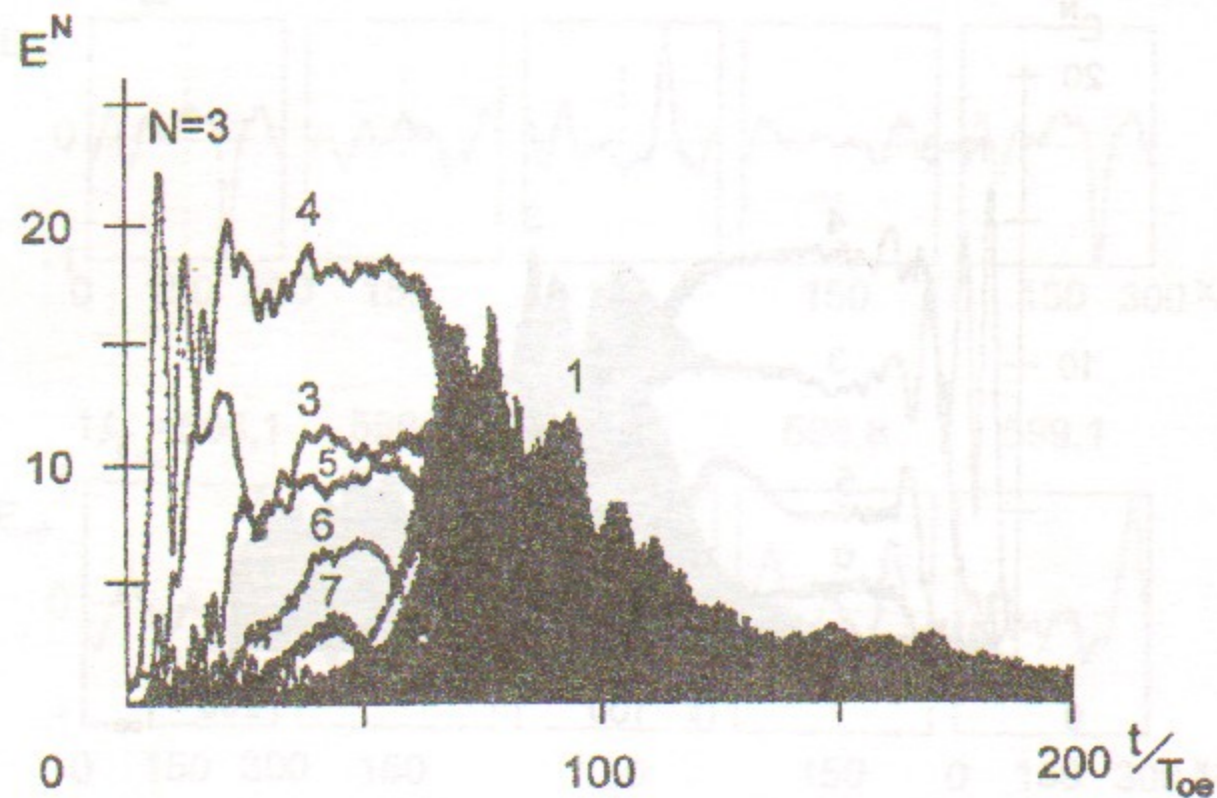


Рис. 15: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 3$ и гармоник $N = 1 \div 20$. Случай 2-5.

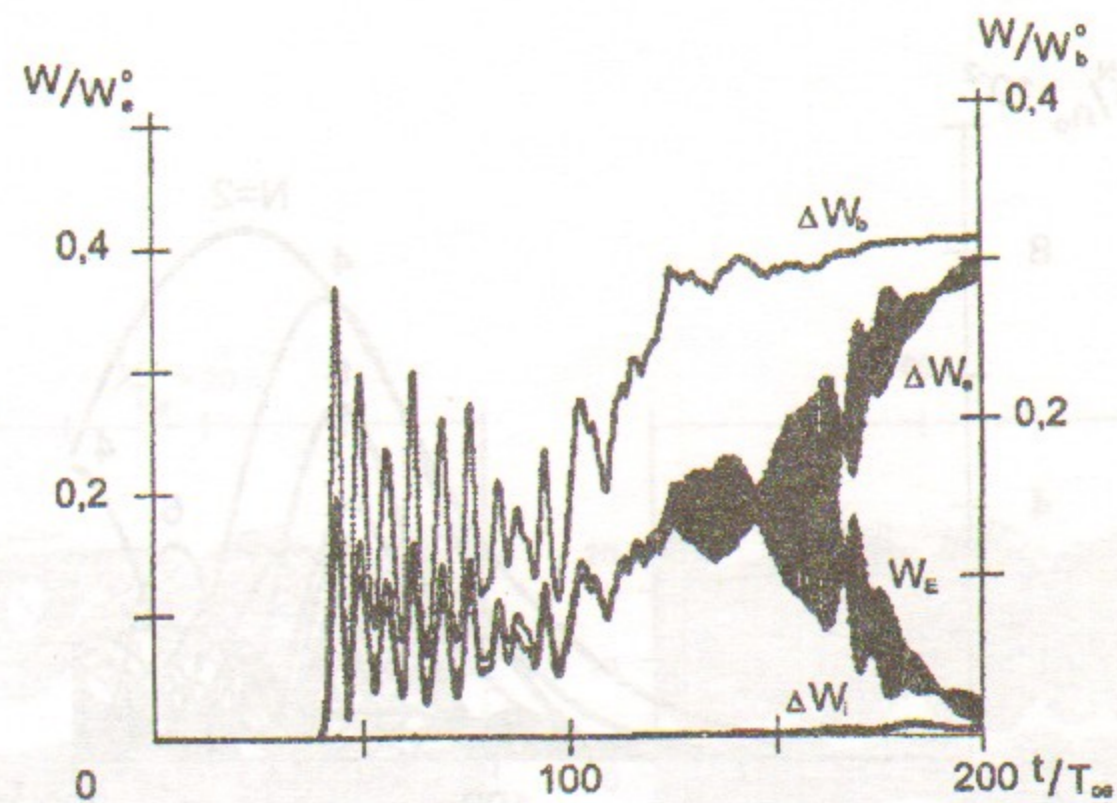


Рис. 16: Зависимость от времени энергии поля W_E , энергии электронов плазмы ΔW_e и потерь энергии электронов пучка ΔW_b . Случай 2-5-0.

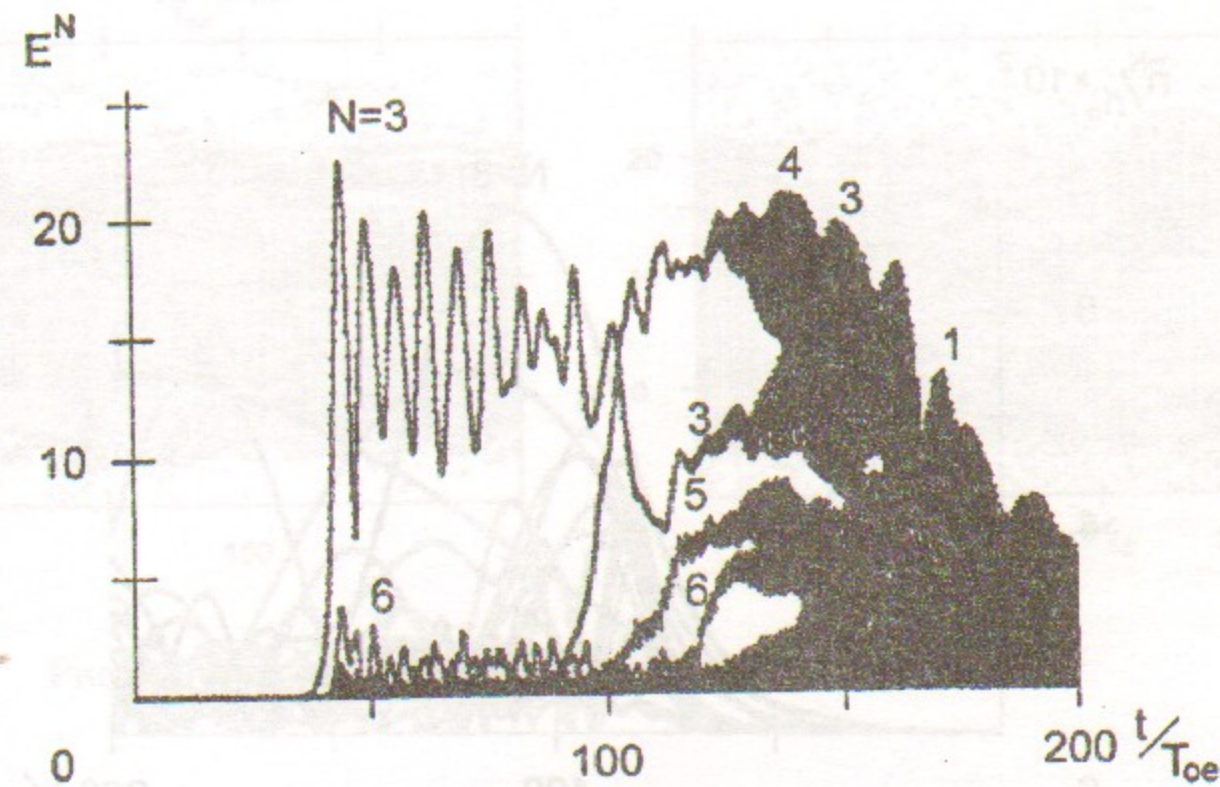


Рис. 17: Зависимость от времени амплитуды волны $N = 3$ и гармоник $N = 1 \div 20$. Случай 2-5-0.

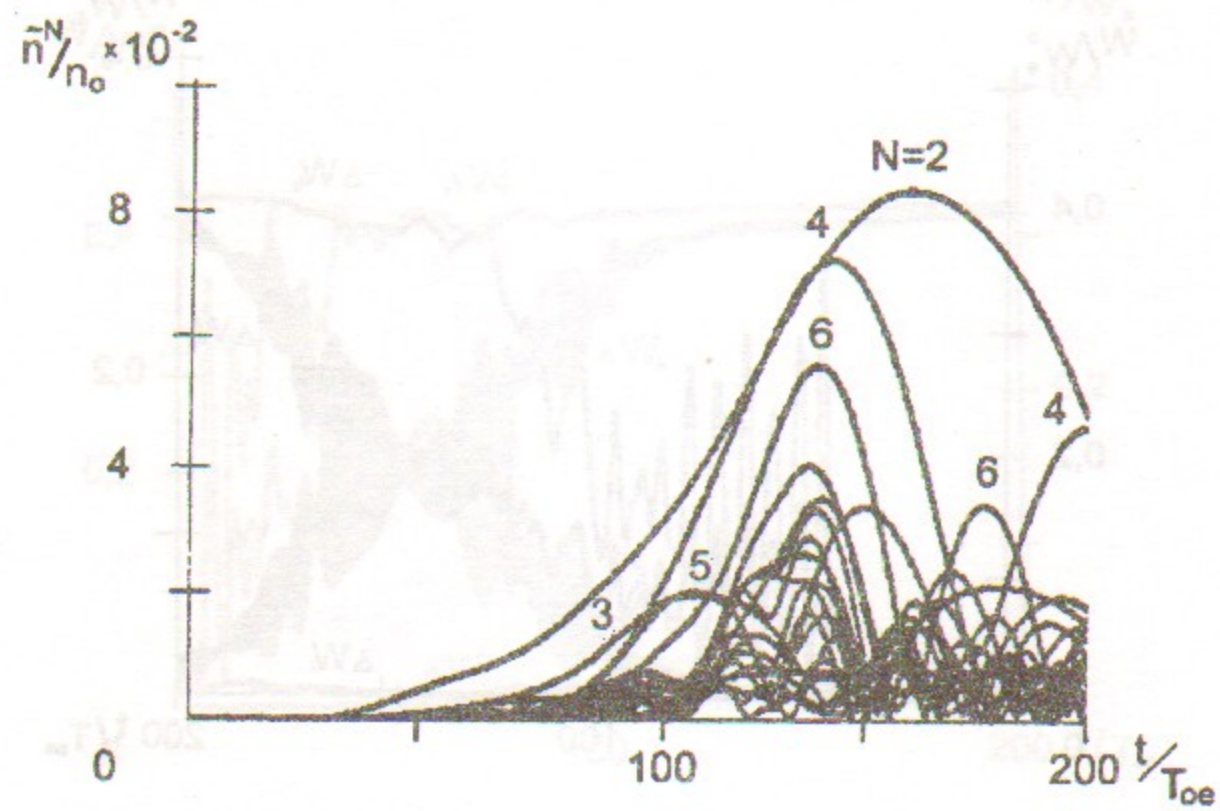


Рис. 18: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности $N_i = 1 \div 20$. Случай 2-4.

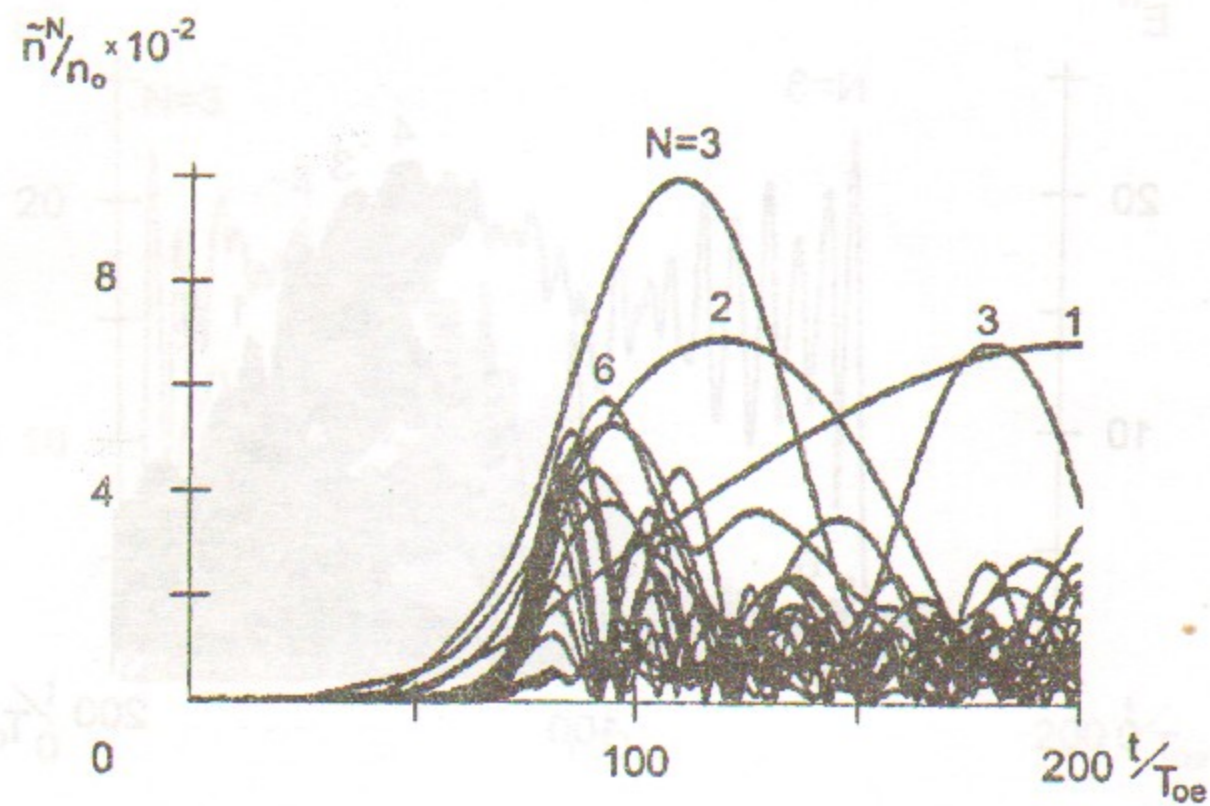


Рис. 19: Зависимость от времени амплитуды гармоник плотности $N_i = 1 \div 20$. Случай 2-5.

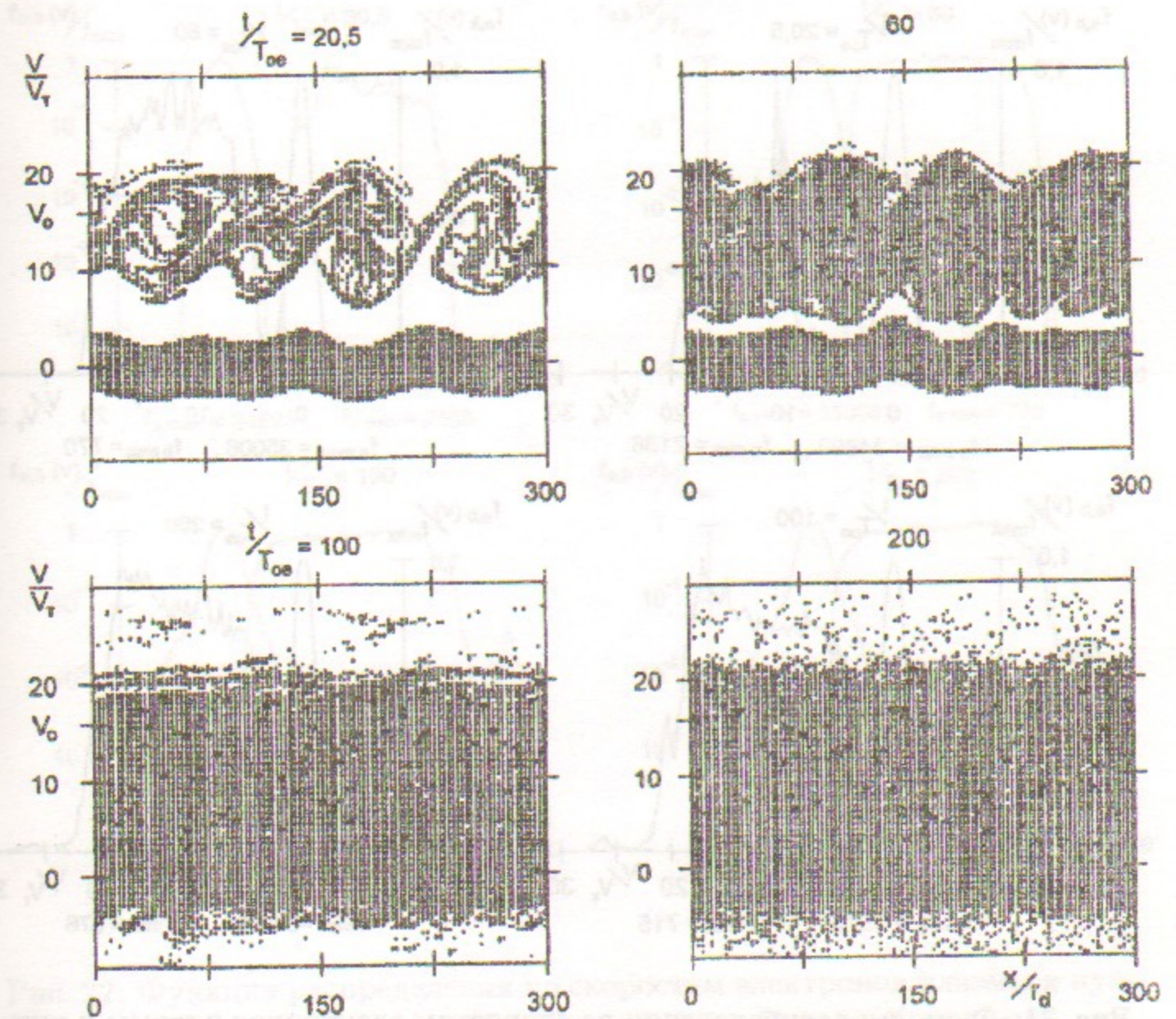


Рис. 20: Фазовые плоскости электронов. Случай 2-5.

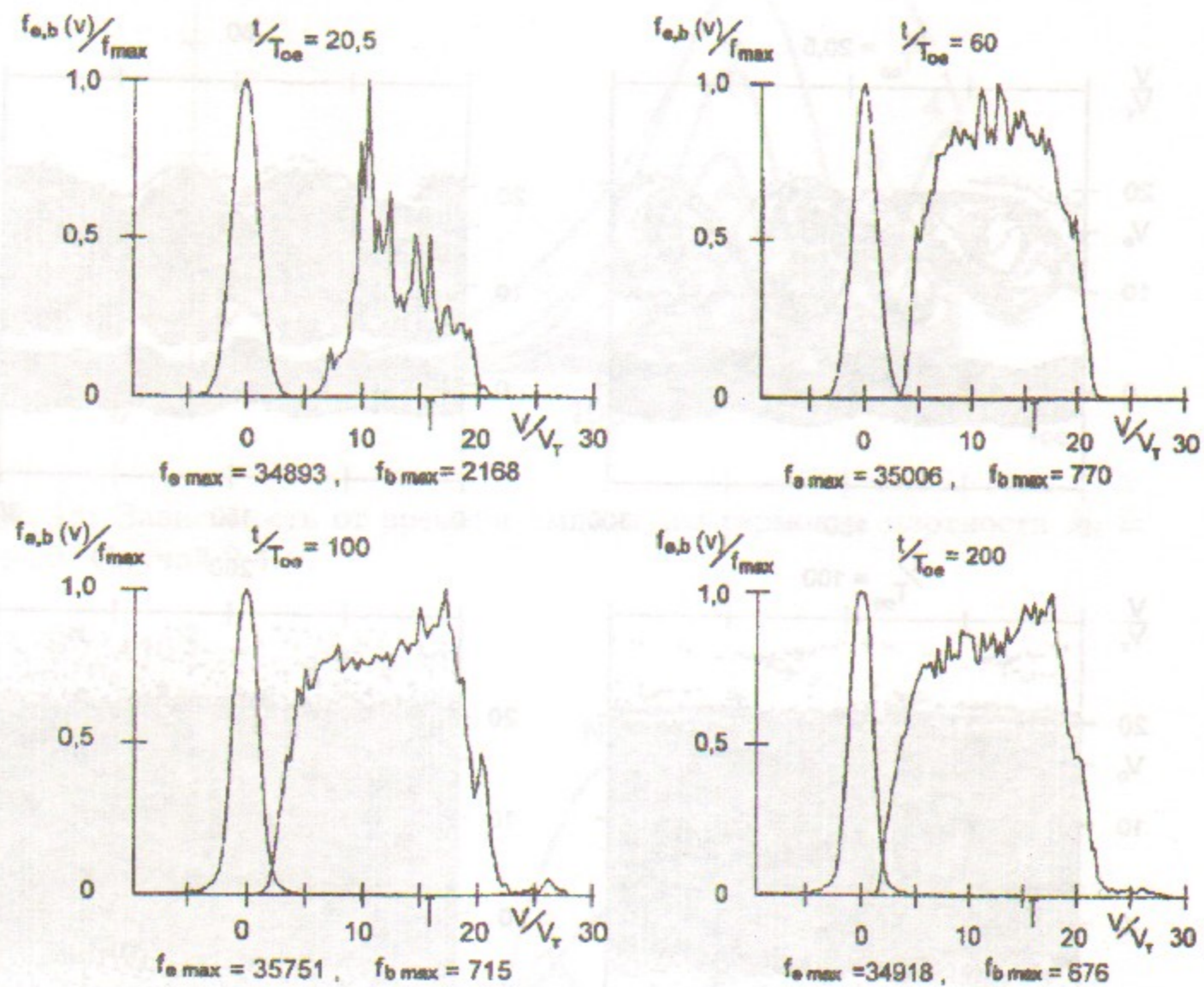


Рис. 21: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка. Случай 2-5. Стрелкой отмечена скорость пучка $V_0/V_T = 15,9$.

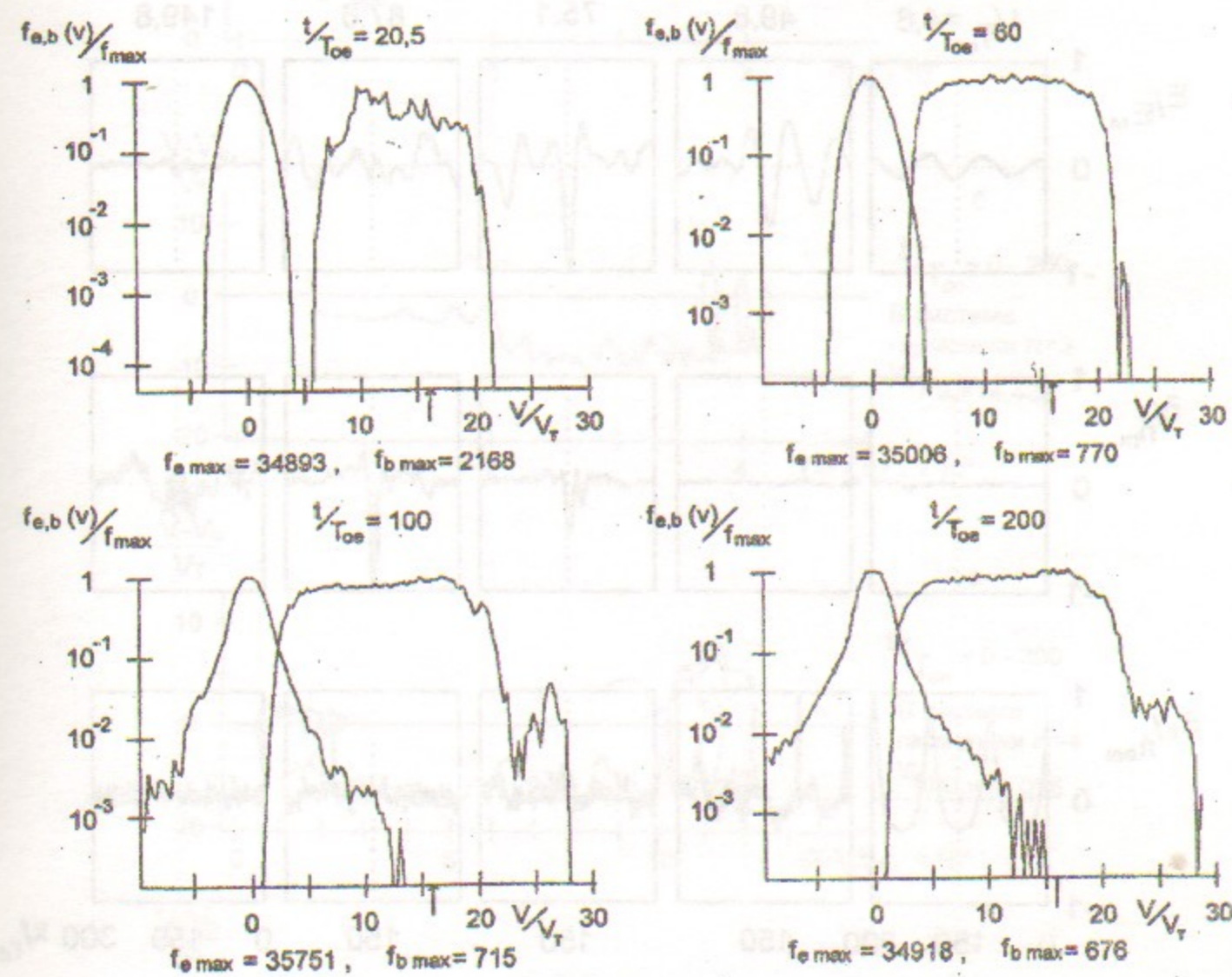


Рис. 22: Функции распределения по скоростям электронов плазмы и пучка (логарифмический масштаб). Случай 2-5. Стрелкой отмечена скорость пучка $V_0/V_T = 15,9$.

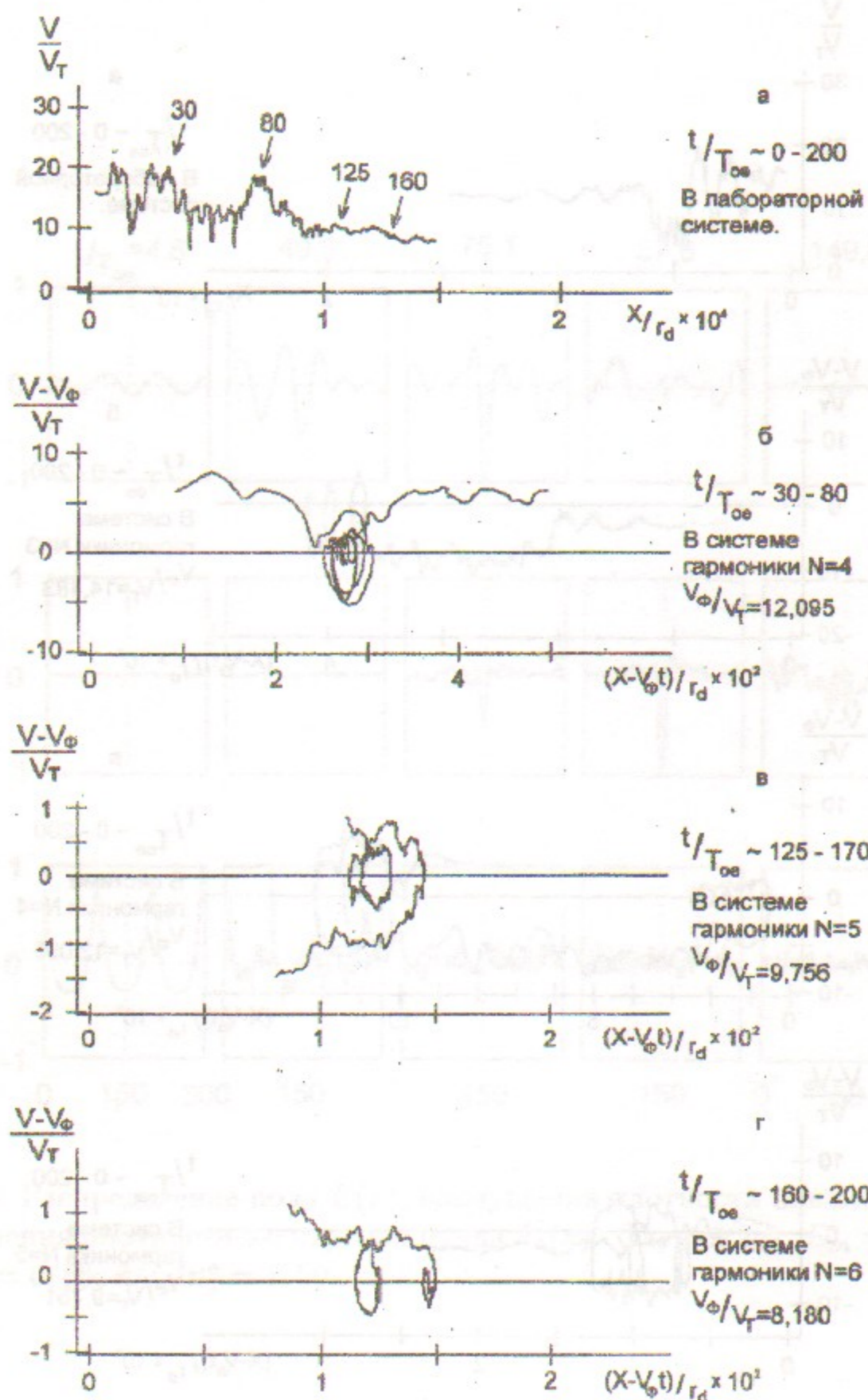


Рис. 25: Траектории частицы 2 на фазовой плоскости. Случай 2-5.
 $x_0/r_d = 179$; $V_0/V_T = 15,9$.

Г.А. Артин, Н.С. Бучельникова

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

G.A. Artin, N.S. Buchelnikova

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

ИЯФ 98-80

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 23.10. 1998 г.

Сдано в набор 25.10.1998 г.

Подписано в печать 25.10.1998 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.9 печ.л., 2.4 уч.-изд.л.

Тираж 140 экз. Бесплатно. Заказ № 80

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

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.