

30



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
В НЕОДНОРОДНОЙ
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ

ИЯФ 92-37



НОВОСИБИРСК

Ленгмюровские волны в неоднородной
электрон-позитронной плазме

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск 90,

АННОТАЦИЯ

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию взаимодействия ленгмюровской волны ($E_0^2/8\pi nT = 1,6$; $\lambda_e/r_d = 100$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e = 1$) с коротковолновым возмущением плотности ($\tilde{n}/n_0 = 0,2$; $\lambda_n/r_d = 14,3$ и 10 ; $N_n = \lambda_e/\lambda_n = 7$ и 10) в холодной и теплой электрон-позитронной ($e^+ - e^-$) плазме.

Показано, что так же как в электрон-ионной ($e - i$) плазме, основными процессами являются конверсия, которая приводит к генерации гармоник $N = N_e \pm \beta N_n$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$, захват электронов и позитронов гармониками конверсии, сильная стохастическая неустойчивость движения электронов и позитронов в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_n$ и $N_e - \beta N_n$. В $e - i$ плазме, кроме этого, существенную роль играет сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии, которая приводит к нагреву электронов. В $e^+ - e^-$ плазме ионно-звуковой волны не существует, нет и этой неустойчивости. В результате основная доля энергии волны ($\geq 0,7W_W^0$) поглощается хвостами ускоренных электронов и позитронов, а нагрев мал ($0,2-0,3W_W^0$).

Отметим, что электрон-позитронная плазма может рассматриваться как модель плазмы положительных и отрицательных ионов равной массы.

**LANGMUIR WAVES IN
THE INHOMOGENEOUS
ELECTRON-POSITRON PLASMA**

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90

ABSTRACT

The numerical experiments (PIC—method) were made to study the interaction of Langmuir wave ($E_0^2/8\pi nT=1,6$; $\lambda_e/r_d=100$; $N_e = \mathcal{L}/\lambda_e=1$) with shortwavelength density perturbation ($\tilde{n}/n_0=0,2$; $\lambda_n/r_d=14,3$ and 10 ; $N_n = \lambda_e/\lambda_n=7$ and 10) in the cold or warm electron-positron ($e^+ - e^-$) plasma.

Like the electron-ion ($e-i$)-plasma the main processes in the ($e^+ - e^-$)-plasma are the conversion, which leads to the generation of the modes $N = N_e \pm \beta N_n$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$, the trapping of the electrons and positrons by the conversion modes, the large scale stochasticity in the region of the trapping regions of the conversion modes $N_e + \beta N_n$ and $N_e - \beta N_n$. In the $e-i$ -plasma besides this stochastic instability the large scale stochasticity in the region of the trapping regions of the ion-sound wave and the conversion modes is essential which leads to the heating of the electrons. In the $e^+ - e^-$ plasma the ion-sound wave and this stochastic instability don't exist. As a result the main part of the wave energy ($\geq 0,7W_W^0$) is absorbed by the tails of the accelerated electrons and positrons, a small part—by the heating ($\sim 0,2-0,3W_W^0$).

The electron-positron plasma can be considered to be a model of the equal mass negative and positive ion plasma.

Ранее исследовалась конверсия ленгмюровских волн при взаимодействии с синусоидальным возмущением плотности или ионно-звуковой волной в электрон-ионной ($e-i$)-плазме [1-3]. Было показано, что конверсия приводит к генерации гармоник ленгмюровской волны с волновыми числами (номерах гармоник) $k_N = k_e \pm \beta k_i$ ($N = N_e \pm \beta N_i$) $\beta = 1, 2, 3 \dots$ и к локализации поля во впадинах плотности. Затухание поля определяется захватом электронов гармониками конверсии и развитием стохастической неустойчивости их движения, которая приводит к формированию хвостов функции распределения и нагреву электронов [3,4]. При взаимодействии ленгмюровской волны с коротковолновым возмущением плотности (ионно-звуковой волной) заметная часть, а при некоторых параметрах почти вся энергия волны поглощается нагревом электронов. При этом определяющую роль играет сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_i \div (N_e + \beta N_i)$ и $N_i \div (N_e - \beta N_i)$, а также неустойчивость в районе $(N_e - \beta N_i) \div N_i \div (N_e + \beta N_i)$ [4-II].

При взаимодействии ленгмюровской волны с возмущением плотности (волновой вектор k_n , номер гармоники N_n) в электрон-позитронной ($e^+ - e^-$ или $e-p$) плазме также идет конверсия, которая приводит к генерации гармоник $N = N_e \pm \beta N_n$ [5, 6-III]. Затухание определяется захватом электронов и позитронов гармониками конверсии и развитием сильной стохастической неустойчивости движения этих частиц [6]. Представляет некоторый интерес исследовать нагрев электронов и позитронов при взаимодействии волны с коротковолновым возмущением плотности, поскольку в $e^+ - e^-$ плазме нет ионно-звуковых волн [7] и условия для стохастической неустойчивости отличаются от $e-i$ плазмы. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Сравнивается взаимодействие ленгмюровской волны ($\lambda_e/r_d=100$; $E_0^2/8\pi nT=1,6$) с возмущением плотности (ионно-звуковой волной) с параметрами $\tilde{n}/n_0=0,2$; $N_{n,i} = \lambda_e/\lambda_{n,i}=7$ в $e^+ - e^-$ и $e - i$ (случай 3-1 в работе [4-II, V]) плазме. Сравнение показывает, что развитие конверсии, захвата частиц, стохастической неустойчивости в районе областей захвата гармоник конверсии имеют общий характер и различаются только деталями. Однако, в случае 3-1 [4] почти всю энергию волны поглощает нагрев, а в $e^+ - e^-$ плазме нагрев мал. Это показывает, что ионно-звуковая волна в $e - i$ плазме играет существенную роль в развитии сильной стохастической неустойчивости, приводящей к нагреву.

Сравнение нагрева в теплой и холодной $e^+ - e^-$ плазме с разными возмущениями плотности ($N_n=7$ и 10) показывает, что небольшой нагрев ($\sim 20 - 30\%$ начальной энергии волны), наблюдающийся во всех случаях, определяется в основном сохранением частицами части колебательной энергии волны и энергии нелинейного движения при быстром изменении поля на начальной стадии затухания, а так же стохастической неустойчивостью в районе областей захвата коротковолновых гармоник конверсии $N_e + \beta N_n$ и $N_e - \beta N_n$ с большими β .

Следует отметить, что электрон-позитронная плазма может рассматриваться как модель $i^+ - i^-$ плазмы положительных и отрицательных ионов равной массы [5], так что полученные результаты относятся и к $i^+ - i^-$ плазме, отличаясь только шкалой времени.

Численный эксперимент выполняется методом частиц в ячейках. Рассматривается одномерная система длиной $L/r_d=100$ с периодическими граничными условиями. Для электронов и позитронов задается максвелловское распределение по скоростям с температурами $T_e/T_p=30$ (случай 1) или задается холодная плазма $T_e = T_p = 0$ (случай 2 и 3). В теплой плазме функции распределения обрезаны на скорости $v \sim \pm 2v_T$ из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e = N^p = 10^4$).

В начальный момент времени задается квазинейтральное возмущение плотности электронов и позитронов и бегущая ленгмюровская волна. Параметры возмущения и волны в случаях 1 и 2 совпадают с параметрами в случае 3-1 в работе [4-II], в случае 3 — со случаем 4-1 в работе [4-III]. Параметры возмущения плотности:

Случай	3-1 [4-II]	1	2	3
T_e/T_p	30	30	0	0
$\tilde{n}_{e,p}/n_0$	0,2 ($\tilde{n}_{e,i}$)	0,2	0,2	0,2
$\lambda_{e,p}/r_d$	14,3	14,3	14,3	10
N_n	7	7	7	10

Параметры ленгмюровской волны одинаковы во всех случаях: $\tilde{n}_{e,p}/n_0 = 5,6 \cdot 10^{-2}$; $\tilde{v}_{e,p}/v_T=1,27$; $E_0/(mr_d/eT_{oe})^2=70,4$; $E_0^2/8\pi nT=1,6$; $\lambda/r_d=100$; $N_e=1$. Напомним, что в электрон-позитронной плазме бегущая ленгмюровская волна представляет собой возмущения $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$, сдвинутые друг относительно друга на $\Delta x = \lambda/2$ и бегущие с фазовой скоростью $v_{\Phi}^N = W_N/k_N$ [5]. Все ленгмюровские волны с длиной волны $\lambda_N = 2\pi/k_N$ частота в теплой $e^+ - e^-$ плазме $\omega_N^2 = \omega_{ep}^2[1 + 3(k_N r_d^{ep})^2]$, в холодной — $\omega_N = \omega_{ep}$, где $\omega_{ep} = \sqrt{2}\omega_{oe}$, $r_d^{ep} = r_d/\sqrt{2}$ [5,7]. Для волны в случае 1 $\omega_N/\omega_{oe}=1,42$, $v_{\Phi}^N/v_T=22,6$; в случаях 2 и 3 $\omega_N/\omega_{oe}=1,41$; $v_{\Phi}^N/v_T=22,5$. В случаях 3-1, 4-1 [4] в $e - i$ плазме $\omega_N^2 = \omega_{oe}^2[1 + 3(k_N r_d)^2]$ и $v_{\Phi}^N/v_T=16,1$.

Отметим, что в настоящей работе по техническим причинам для нормировки используются r_d , ω_{oe} $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$ и т.п. для $e - i$ плазмы. В $e^+ - e^-$ плазме дебаевский радиус, плазменная частота, плазменный период отличаются от аналогичных величин в $e - i$ плазме, так что $x/r_d^{ep} = \sqrt{2}x/r_d$; $t/T_{ep} = \sqrt{2}t/T_{oe}$, $T_{ep}/T_{oe} = 1/\sqrt{2} \approx 0,707$. Поле нормируется на величину mr_d/eT_{oe}^2 , так что $E^* = E/(mr_d/eT_{oe}^2)$. Далее в тексте и на рисунках звездочка опускается и приводятся нормированные значения E . Отметим также, что в случаях 2 и 3 с холодной плазмой для нормировки используются характерные величины теплой плазмы (тепловая энергия электронов W_e^o , тепловая скорость $v_T = \sqrt{T_e^o/m}$, начальная температура электронов T_e^o и т.п.).

Сравним развитие ленгмюровской волны в случае 3-1 в $e - i$ плазме [4-II] и в случаях 1, 2, 3 в $e^+ - e^-$ плазме. Сравнение спектров в разные моменты времени показывает, что во всех случаях определяющую роль играет конверсия ленгмюровской волны на возмущении плотности, которая приводит к генерации гармоник волны прямых $N = N_e + \beta N_n$ и обратных $N = N_e - \beta N_n$ волн. В случаях 3-1 [4], 1, 2 это гармоники $N = 8, 15 \dots$ и обратные волны $N = -(6, 13 \dots)$, в случае 3 — $N = 11, 21 \dots$ и $N = -(9, 19 \dots)$ (здесь и далее $N < 0$ означает обратные волны). Длины волн и фазовые скорости гармоник конверсии с $\beta=1$, 2, 3 приведены в табл. 1. Отметим, что в динамическом описании конверсия проявляется в модуляции волны и локализации поля во впадинах плотности [3,4].

Когда амплитуда основных ($\beta=1$) гармоник конверсии становится достаточно большой, начинается захват электронов (в случаях 3-1 и 1) или электронов и позитронов (в случаях 2 и 3) и затухание поля. Максимальная амплитуда гармоник $v_{\Phi}^N = 2\sqrt{e\varphi^N/m}$ (амплитуда захвата) для основных гармоник ($\beta=1$), время t_{\max} , когда она достигается, а также

Таблица 1

Гармоники конверсии $N = N_e \pm \beta N_{i,n}$; $\beta = 1, 2, 3, \dots$
 Случай 3-1 [4-II] и 1 — $T_e^\circ/T_{i,p}^\circ = 30$; случаи 2 и 3 — $T_e^\circ = T_p^\circ = 0$

	Случай 3-1 / 4 / 1; 2		3-1 / 4 /	1		2		Случай 3		
	β	N		λ_N / τ_d	v_Φ / v_T	v_Φ / v_T	v_Φ / v_T^*	N	λ_N / τ_d	v_Φ / v_T^*
$N_e + \beta N_i$	1	8	12,5	2,65	3,30	2,81	11	9,1	2,05	
	2	15	6,7	2,03	2,29	1,50	21	4,8	1,07	
	3	22	4,5	1,88	2,01	1,02	31	3,2	0,73	
$N_e - \beta N_i$	1	-6	16,7	-3,18	-4,13	-3,75	-9	11,1	-2,50	
	2	-13	7,7	-2,12	-2,45	-1,73	-19	5,3	-1,19	
	3	-20	5,0	-1,91	-2,07	-1,13	-29	3,4	-0,78	

$v_\Phi^N = \omega_N / k_N$; Случай 3-1 / 4 / $\omega_N^2 = \omega_{oe}^2 [1 + 3(k_N \tau_d)^2]$; случай 1 — $\omega_N^2 + \omega_{ep}^2 [1 + 3(K \tau_d^{ep})^2]$;
 случаи 2 и 3 — $\omega_N = \omega_{ep}$; $\omega_{ep} = \sqrt{2} \omega_{oe}$; $\tau_d^{ep} = \tau_d / \sqrt{2}$.

* — нормировка на v_T для случая 1.

максимальная и минимальная границы области захвата $v_\Phi^N \pm v_0^N$ приведены в табл. 2.

Развитие захвата в случаях 1, 2, 3 можно видеть по фазовым плоскостям электронов и позитронов рис. 1-3. Из рис. 1-3 видно, что на начальном этапе частицы захватываются основными гармониками конверсии, позже включаются более коротковолновые гармоники с $\beta > 1$.

Сравнение фазовых плоскостей в разные моменты времени в случаях 1 (рис. 1) и 3-1 (рис. 5,а в работе [4-II]) показывает, что в течение $\sim 10T_{oe}$ они практически не различаются. Видно, что с течением времени происходит размешивание частиц на фазовой плоскости. В работе [4] было показано, что размешивание является следствием развития сильной стохастической неустойчивости движения электронов на фазовой плоскости. На первой стадии формируются стохастические слои около сепаратрис основных гармоник конверсии, затем развивается сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии $N = N_e + \beta N_i$ и $N = N_e - \beta N_i$, при которой частицы странствуют по этим областям захвата в районе $v > 0$ или $v < 0$. Не вызывает сомнений, что и в случае 1 к размешиванию частиц на фазовой плоскости приводит та же стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии $N = N_e + \beta N_n$ и $N = N_e - \beta N_n$. Сравнение фазовых плоскостей в случаях 1 и 2, 3 (рис. 2, 3) показывает, что и в случаях 2 и 3 определяющую роль играет сильная стохастическая неустойчивость движения электронов и позитронов в районе областей захвата гармоник конверсии $N = N_e + \beta N_n$ и $N = N_e - \beta N_n$.

Отметим, что в случае 3-1 [4] некоторую роль играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к генерации гармоник $N = 2, 3, 4, \dots$ ([3-IV]), а в случаях 1, 2, 3 — самоконверсия ленгмюровской волны, которая приводит к генерации гармоник $N = 3, 5, 7, \dots$ и обратных волн $N = -(1, 3, 5, \dots)$ [5, 6-II]. Эти гармоники могут участвовать в развитии сильной стохастической неустойчивости и определять максимальные и минимальные скорости частиц. Так в случае 3-1 стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии $N = N_e + \beta N_i$, гармоник модуляционной неустойчивости и основной волны приводит к ускорению отдельных электронов до $v_m / v_T = 19,7$. В случаях 1, 2, 3 максимальные и минимальные скорости частиц (табл. 2) также могут определяться включением в сильную стохастическую неустойчивость областей захвата гармоник самоконверсии $N = \pm 3, \pm 5, \dots$

Таблица 2

Параметры основных гармоник конверсии

N	v_{Φ}^N/v_T	t_{\max}^N/T_{oe}	$v_{\text{ам}}^N/v_T$	$(\frac{v_{\Phi}^N + v_{\text{ам}}^N}{v_T})$	$(\frac{v_{\Phi}^N - v_{\text{ам}}^N}{v_T})$	T_B^N/T_{oe}	t/T_{oe}	$\frac{v_{\Phi}^N}{v_T}$	$(\frac{v_{\Phi}^N + v_{\text{ам}}^N}{v_T})$	$(\frac{v_{\Phi}^N - v_{\text{ам}}^N}{v_T})$	$\frac{v_e^N}{v_T}$	$\frac{v_p^N}{v_T}$
Случай 3-1 / 4-II/												
8	2,65	2,9	1,3	4,0	1,3	2,8	29,4	0,8	3,5	1,8	7,0(19,7)	
-6	-3,18	3,6	2,1	-1,1	-5,3	2,5	29,3	1,2	-2,0	-4,4	-6,8	
Случай 1												
8	3,30	2,2	2,1	5,4	1,3	1,9	20,3	0,6	3,9	2,7	6,1	4,3
-6	-4,13	2,6	2,9	-1,3	-7,0	1,9	20,5	1,5	-2,7	-5,6	-9,7	-3,2
Случай 2												
8	2,81	2,9	2,8	5,6	0,0	1,4	20,0	0,6	3,4	2,2	7,6	9,1
-6	-3,75	2,9	3,4	-0,4	-7,1	1,6	20,0	0,9	-2,8	-4,7	-9,7	-8,8
Случай 3												
11	2,05	1,9	2,2	4,3	-0,2	1,3	19,8	0,4	2,4	1,7	6,1	6,8
-9	-2,50	2,2	2,6	0,1	-5,1	1,4	19,8	0,7	-1,8	-3,2	-10,2	-9,6

t_{\max}^N — момент времени, когда максимальна амплитуда гармоники конверсии $v_{\text{ам}}^N = \sqrt{e\varphi_t^N/m}$ в $t = t_{\max}^N$;

$v_{\text{от}}^N = 2\sqrt{e\varphi_t^N/m}$ в $t/T_{oe} \sim 20-30$; $T_B^N = 2\pi/kN\sqrt{\frac{e\varphi_t^N}{m}}$ — период захваченных частиц; v_e^N, v_p^N — максимальная (верхняя строка) и минимальная скорость электронов и позитронов.

В случае 3-1 [4] кроме того развивается сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник конверсии и ионно-звуковой волны $N_i \div (N_e + \beta N_i)$ и $N_i \div (N_e - \beta N_i)$, а позже — в районе $(N_e - \beta N_i) \div N_i \div (N_e + \beta N_i)$. Эти стохастические неустойчивости приводят к нагреву электронов плазмы [4]. В $e^+ - e^-$ плазме ионно-звуковые волны не существуют [7], так что этой неустойчивости нет.

Захват электронов и позитронов и развитие стохастической неустойчивости приводят к затуханию поля и поглощению энергии электронами и позитронами. К $t/T_{oe} \sim 20$ в случаях 1, 2, 3 в поле остается 1-3% начальной энергии волны W_W^0 . Функции распределения по скоростям меняются во времени, но к $t/T_{oe} \sim 15-20$, в основном, устанавливаются. Правда, к $t/T_{oe} \sim 20$ амплитуда гармоник конверсии имеет конечную величину (табл. 2), так что развитие стохастических неустойчивостей продолжается. В работе [4-V] было показано, что дальнейшее развитие стохастических неустойчивостей приводит к максвеллизации электронов — в случае 3-1 [4] к $t/T_{oe} \sim 100$ функция распределения по скоростям приближается к максвелловской с температурой $T/T_e^0 \sim 4$. Здесь мы не будем рассматривать эту стадию и ограничимся анализом функций распределения в $t/T_{oe} \sim 20$.

На рисунках 4-7 показаны функции распределения по скоростям в $t/T_{oe} \sim 20$ для случаев 3-1 [4], 1, 2 и 3. Поскольку функции распределения во всех случаях не являются максвелловскими, для их характеристики определяется температура по ширине $f(v)$ на уровне $f(v)/f(0) \sim 0,607$; 0,235; 0,135, соответствующем интервалу скоростей $v/v_T \sim (-1) - 1$ (-1,7) - 1,7; (-2) - 2 в максвелловской $f_M(v)$ [3, 4]. Подобно работе [3, 4] определяется энергия нагрева $\delta W_h^{e,p} = W_h^{e,p} - W_{e,p}^0$ где $W_{e,p}^0$ — начальная (тепловая) энергия электронов и позитронов, а $W_h^{e,p}$ — энергия, которой обладают электроны или позитроны в интервале скоростей, соответствующем уровню $f(v)/f(0) \geq 0,1$ (для максвелловской $f_M(v)$ этот уровень соответствует интервалу $v/v_T \sim (-2, 15) - 2, 15$. По энергии в области $f(v)/f(0) < 0,1$ определяется энергия хвостов функции распределения $\delta W_t^{e,p}$. Температуры, $\delta W_h^{e,p}$ для электронов и позитронов, а также $\delta W_h = \delta W_h^e + \delta W_h^p$ и $\delta W_t = \delta W_t^e + \delta W_t^p$ приведены в табл. 3.

Сравним случаи 3-1 [4] и 1. Из табл. 3 видно, что в случае 3-1 практически вся энергия волны поглощается нагревом — $\delta W_h/W_W^0 \sim 0,93$, причем энергия поглощается практически всеми электронами — функция распределения уширяется по сравнению с начальной (рис. 4) и температура $T(v_T)/T_e^0 \sim 2,5$, $T(1,7v_T)/T_e^0 \sim 3,6$. В отличие от этого, в случае 1 основная доля энергии поглощается хвостами — $\delta W_t/W_W^0 \sim 0,79$, а $\delta W_h/W_W^0 \sim 0,21$. При этом функция распределения электронов (рис. 5a)

Таблица 3

Температура и энергия нагрева

Случай	$\frac{t}{T_{0e}}$	$\frac{T(v_T)}{T_e^0}$		$\frac{T(1,7v_T)}{T_e^0}$		$\frac{T(2v_T)}{T_e^0}$		$\frac{\delta W_h^{e,p}}{W_e^0}$		$\frac{\delta W_h^{e,p}}{W_p^0}$		$\frac{\delta W_h}{W_e^0}$	$\frac{\delta W_h}{W_p^0}$	$\frac{\delta W_i}{W_e^0}$	$\frac{\delta W_i}{W_p^0}$
		e	p	e	p	e	p	e	p						
3-1/4-II/	28	2,5	-	3,6	-	4,3	-	3,32	0,04 ⁺	0,93	0,01 ⁺	3,36	0,93	0,06	0,74
1	20	0,6	0,06 ^x	1,0	0,06 ^x	1,9	0,06 ^x	0,71	0,04 [*]	0,20	0,01	0,75	0,21	0,79	0,74
2	20	0,4	0,4	0,4	0,4	0,5	0,5	0,46	0,47	0,13	0,13	0,93	0,26	0,74	0,74
2	48	0,4	0,4	0,5	0,4	0,6	0,5	0,56	0,52	0,16	0,14	1,07	0,30	0,70	0,70
3	20	0,5	0,4	0,4	0,5	0,5	0,6	0,42	0,46	0,12	0,13	0,88	0,25	0,74	0,74

$T(v_T), T(1,7v_T), T(2v_T)$ — температура электронов (e) и позитронов (p), определенная по ширине $f_{e,p}(v)/f(0)$ на уровне, соответствующем $v_T, 1,7v_T, 2v_T$. $\delta W_h^{e,p}, \delta W_i$ — энергия, поглощенная нагревом ($f_{e,p}(v)/f(0) \geq 0,1$) и хвостами ($f_{e,p}(v)/f(0) < 0,1$), $\delta W_h = \delta W_h^e + \delta W_h^p$; $\delta W_i = \delta W_i^e + \delta W_i^p$; $\delta W_h^{e,p} = W_h^{e,p} - W_e^0$; $\delta W_i^{e,p} = W_i^{e,p} - W_e^0$ — начальная энергия волны, $W_e^0 = W_e^0 + \Delta W_e^0$, $W_p^0 = W_p^0 + \Delta W_p^0$, $\Delta W_e^0, \Delta W_p^0 = W_{e,p} - W_{e,p}^0$.

+ — в случае 3-1 δW_h^p — энергия, поглощенная ионами;

x — $T_p/T_p^0 = 1,7-1,8-1,7$, соответственно;

* — $\delta W_h^p/W_p^0 = 1,1$.

в области $f(v)/f(0) > 0,25$ даже уже начальной и $T(v_T)/T_e^0 \sim 0,6$; $T(1,7v_T)/T_e^0 \sim 1$, так что нагрев определяется поглощением энергии в области $f(v)/f(0) \sim 0,1-0,2$. Функция распределения позитронов уширяется по сравнению с начальной во всей области (рис. 5б) и температура позитронов $T_p/T_p^0 \sim 1,7-1,8$, однако поглощенная позитронами энергия мала $\delta W_h^p/W_p^0 \sim 0,01$.

Таким образом, нагрев в случаях 3-1 [4] и 1 существенно различается. Наиболее вероятной причиной этого различия является то, что в случае 3-1 есть ионно-звуковая волна с малой $v_\Phi/v_T \sim 0,09$ и развиваются стохастические неустойчивости в районе областей захвата $N_i \div (N_e + \beta N_i)$, $N_i \div (N_e - \beta N_i)$, а также $(N_e - \beta N_i) \div N_i \div (N_e + \beta N_i)$, а в случае 1 ионно-звуковой волны и этих неустойчивостей нет. Остается, однако, некоторое сомнение, не играет ли основную роль в случае 3-1 сильная стохастическая неустойчивость в районе $(N_e - \beta N_i) \div (N_e + \beta N_i)$, не связанная с ионно-звуковой волной. Такая неустойчивость также должна приводить к нагреву. В случае 1 фазовые скорости гармоник конверсии заметно больше, чем в случае 3-1 (табл. 1), так что условия для этой неустойчивости в $t > T_{\max}$ хуже и соответственно меньше должен быть нагрев.

Для проверки этого предположения рассматривается случай 2 с параметрами случая 1, но с холодной плазмой, где фазовые скорости гармоник конверсии сравнимы или меньше, чем в случае 3-1 (табл. 1). Начальная стадия развития в этом случае несколько отличается от случая 1, однако, в $t/T_{0e} > 4-5$ фазовые плоскости имеют одинаковый характер (рис. 1 и 2). Анализ функций распределения в случае 2 (рис. 6,а,б, табл. 3) показывает, что и в этом случае основная доля энергии поглощается хвостами $\delta W_i/W_e^0 \sim 0,74$, а нагрев электронов и позитронов поглощает $\delta W_h/W_e^0 \sim 0,26$, т.е. значительно меньше, чем в случае 3-1 [4].

Рассматривается также случай 3, где задано квазинейтральное возмущение плотности $N_n=10$, $\lambda/r_d=10$ в холодной плазме. В этом случае фазовые скорости гармоник конверсии еще меньше (табл. 1), так что условия для стохастической неустойчивости в районе $(N_e - \beta N_n) \div (N_e + \beta N_n)$ максимально облегчены. Однако, и в этом случае основная доля энергии поглощается хвостами $\delta W_i/W_e^0 \sim 0,74$, а нагрев электронов и позитронов поглощает $\delta W_h/W_e^0 \sim 0,25$ (табл. 3, рис. 7). Отметим, что в случаях 2 и 3 функции распределения электронов и позитронов, практически, не различаются, поэтому мы не приводим $f_p(v)$ в случае 3.

Эти факты позволяют сделать вывод, что в случаях 1, 2, 3 в $e^+ - e^-$ плазме, а также в случае 3-1 [4] в $e - i$ плазме сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата гармоник $(N_e - \beta N_n) \div (N_e +$

βN_n), которая может приводить к нагреву, не играет существенной роли (во всяком случае за $t/T_{oe} \sim 20$). Определяющую для нагрева роль в случае 3-1 [4] играют стохастические неустойчивости в районе областей захвата гармоник конверсии и ионно-звуковой волны.

Однако, нагрев в случаях 1, 2, 3 все-таки есть — $\delta W_h/W_W^0 \sim 0,2-0,25$. Для того, чтобы понять механизм нагрева, в случае 2 с холодной плазмой анализируются траектории частиц на фазовой плоскости. Прослеживаются траектории 18 электронов с различными начальными координатами x_0 в интервале $x/r_d \sim 0-100$. При этом начальные возмущенные скорости \tilde{v}_0 лежат в интервале $\tilde{v}_0/v_T \sim (-1, 3) - 1, 3$, а невозмущенные скорости $v_0=0$.

Анализ траекторий показывает, что в течение времени $t/T_{oe} \sim 0 - (2 - 2,5)$ частицы в результате действия поля волны имеют регулярные эллиптические траектории, причем скорость меняется с периодом $\sim T_{ep}$ в пределах $v/v_T \sim (-1, 3) - 1, 3$. Захват и ускорение электронов и позитронов гармониками конверсии приводят к быстрому затуханию поля в $t/T_{oe} \sim 2, 5-4$ (рис. 8, 9), причем, на начальной стадии захвата (рис. 2, $t/T_{oe} \sim 2-3$) проявляется “кинетический” (обострение $\tilde{v}_{e,p}(x)$) и “гидродинамический” (укручение и опрокидывание) эффекты электронной (и позитронной) нелинейности (подробнее см. [6-II]). Именно в это время ($t/T_{oe} \sim 2, 5 - 3, 5$) кардинально меняется характер траекторий. Частицы, попавшие в захват, ускоряются за $t/T_{oe} \sim 1$ до скоростей больших $v_{\Phi}^{(8)}/v_T \sim 3,3$ или $v_{\Phi}^{(-6)}/v_T \sim -4,1$, а позже странствуют по областям захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_n$ или $N_e - \beta N_n$, участвуя в сильной стохастической неустойчивости. Такие частицы образуют хвосты функции распределения и поглощают основную долю энергии. Для нас более интересны частицы, которые не попадают в захват, но дают вклад в нагрев. На рисунках 10-14 показаны траектории некоторых частиц такого типа (приведены траектории в лабораторной системе и в системе координат той или иной гармоники). По рисункам 10-14 хорошо виден регулярный характер траекторий в $t/T_{oe} \sim 0 - 2, 5$ и резкое изменение в $t/T_{oe} \sim 2, 5 - 3, 5$. Причиной этого является резкое (за время $< T_{ep}$) изменение поля, действующего на частицу, при затухании поля, связанном с захватом. В результате частица в зависимости от фазы выходит из колебаний с той или иной скоростью, сохраняя набранную энергию. Так частицы $N=2$ (рис. 10, а, б), $N=4$ (рис. 11, а, б), $N=8$ (рис. 14) приобретают скорость $v > 0$, частицы $N=5$ (рис. 12, а, б) и $N=7$ (рис. 13) — $v < 0$. Более детальный анализ траекторий и положения частиц на фазовой плоскости в разные моменты времени показывают, что набор

энергии связан не только с сохранением частицей колебательной энергии, но и с участием частицы в нелинейном движении, обусловленном электронной нелинейностью на начальной стадии захвата. На рис. 2 в $t/T_{oe} \sim 2 - 4$ отмечено положение на фазовой плоскости частиц, траектории которых приведены на рисунках 10-14. Из рис. 2 видно, что все эти частицы в то или иное время попадают в область обострения или укручения $\tilde{v}(x)$ из-за электронной нелинейности. Так частицы $N = 2$ и 8 попадают в $t/T_{oe} \sim 2, 4$ в область обострения, частицы $N = 5$ и 7 — в $t/T_{oe} \sim 3$ в область укручения. Частица $N = 4$ $t/T_{oe} \sim 2, 6 - 2, 8$ участвует в начальной стадии захвата, не захватывается ($t/T_{oe} \sim 3$), но набирает энергию (рис. 11, а). Быстрое затухание поля приводит к тому, что частица сохраняет часть своей колебательной и этой добавочной энергии.

В дальнейшем некоторые частицы продолжают двигаться с той же скоростью ($N = 8$ рис. 14), а некоторые частицы набирают дополнительную энергию, взаимодействуя с гармониками. Так частица $N = 2$ в $t/T_{oe} \geq 3, 4$ захватывается гармоникой $N_e = 15$ и сразу же выходит из захвата, набрав среднюю скорость $v/v_T \sim 2, 5$ (рис. 10, а, б). Частица $N = 4$ захватывается гармоникой $N_e = 15$ в $t/T_{oe} \geq 4$ и выходит из захвата в $t/T_{oe} \geq 11$ со средней скоростью $v/v_T \sim 2, 2$ (рис. 11, а, б). Частица $N = 5$ захватывается гармоникой $N_e = -20$ в $t/T_{oe} \geq 3, 5$ и сразу же выходит из захвата, набрав среднюю скорость $v/v_T \sim -1, 4$ (рис. 12, а, б). Некоторые частицы типа $N = 7$ (рис. 13) попадают с малой скоростью в область локализации поля во впадине плотности (рис. 9) и траектории их вновь становятся периодическими. Если поле в этой области быстро меняется, то частица выходит из колебаний с той или иной скоростью. Так $N = 7$ в $t/T_{oe} > 5$ набирает скорость $v/v_T \sim 1$.

Некоторые траектории прослеживались до $t/T_{oe} \sim 50$. Оказалось, что такие частицы как $N = 2$ и 4 то захватываются, то выходят из захвата, то переходят из области захвата $N_e = 15$ в $N_e = 22$ и обратно через случайные промежутки времени. Частица $N = 8$ также захватывается гармоникой $N_e = 22$, затем $N_e = 15$ и выходит из захвата с $v/v_T \sim 2$. Частица $N = 5$ то захватывается, то выходит из захвата гармоникой $N_e = -20$. Такой характер траекторий свидетельствует о том, что эти частицы попадают в стохастический слой и участвуют в стохастической неустойчивости в районе областей захвата соответствующих гармоник. Анализ траекторий показывает, что в стохастической неустойчивости участвуют те частицы, которые на начальной стадии приобрели среднюю скорость $v_{cp} \geq |\pm 1v_T|$. Частицы с $v_{cp} < |\pm 1v_T|$ в стохастический слой не попадают и за $t/T_{oe} \sim 50$ их средняя скорость ме-

няется незначительно. Отсюда можно сделать заключение, что нижняя граница стохастического слоя (области сильной стохастической неустойчивости) гармоник $N_e + \beta N_n - v_{гр}/v_T \sim 1$, верхняя граница слоя гармоник $N_e - \beta N_n - v_{гр}/v_T \sim -1$, так что эти слои не пересекаются. Действительно, траекторий, переходящих из области $N_e + \beta N_n$ в область $N_e - \beta N_n$ или обратно не наблюдается и за $t/T_{oe} \sim 50$, что подтверждает сделанный выше вывод об отсутствии сильной стохастической неустойчивости в районе областей захвата $(N_e - \beta N_n) \div (N_e + \beta N_n)$. Отметим, что частицы, попавшие в стохастический слой коротковолновых гармоник конверсии с течением времени могут принять участие в сильной стохастической неустойчивости во всей области $N_e + \beta N_n$ или $N_e - \beta N_n$ и ускориться до больших скоростей.

Таким образом, частицы, не попавшие в захват, набирают энергию в основном за счет сохранения части колебательной энергии волны и энергии нелинейного движения при быстром изменении поля на начальной стадии затухания. Те частицы, которые при этом приобретают среднюю скорость $v_{ср} \geq |\pm 1v_T|$, позже могут попасть в стохастический слой и участвовать в стохастической неустойчивости в районе коротковолновых гармоник конверсии $N_e + \beta N_n$ или $N_e - \beta N_n$ набирая дополнительную энергию. В результате этих процессов частицы набирают энергию и функции распределения электронов и позитронов по скоростям приобретают вид, показанный на рис. 6, а, б. Как уже говорилось, энергия частиц в области $f(v)/f(0) \geq 0,1$, называемая нами энергией нагрева, в случае 2 к $t/T_{oe} \sim 20$ достигает величины $\delta W_h/W_W^0 \sim 0,26$. К $t/T_{oe} \sim 50$ она немного подрастает до $\delta W_h/W_W^0 \sim 0,30$, соответственно немного подрастает и температура (табл. 3). Отметим, что этот механизм нагрева должен проявляться и в других случаях в холодной и теплой $e^+ - e^-$ плазме, а также и в $e - i$ плазме, но его роль зависит от конкретной картины развития конверсии и затухания.

Таким образом, сравнение развития ленгмюровской волны в $e - i$ и $e^+ - e^-$ плазме с коротковолновым возмущением плотности показывает, что в обоих случаях основными процессами являются конверсия волны на возмущении плотности, захват электронов или электронов и позитронов гармониками конверсии, сильная стохастическая неустойчивость движения частиц в районе областей захвата гармоник конверсии $N_e + \beta N_{i,n}$ и $N_e - \beta N_{i,n}$. В $e - i$ плазме, кроме этого, существенную роль играет сильная стохастическая неустойчивость в районе областей захвата ионно-звуковой волны и гармоник конверсии $N_i \div (N_e + \beta N_i)$, $N_i \div (N_e - \beta N_i)$, а также $(N_e - \beta N_i) \div N_i \div (N_e + \beta N_i)$. Эта неустой-

чивость приводит к сильному нагреву электронов. В $e^+ - e^-$ плазме ионно-звуковой волны не существует, нет и этой неустойчивости. В результате основная доля энергии ($\geq 0,7W_W^0$) поглощается хвостами ускоренных электронов и позитронов. Небольшой нагрев ($\sim 0,2 - 0,3W_W^0$) определяется сохранением частицами части колебательной энергии волны и энергии нелинейного движения при быстром изменении поля на начальной стадии захвата частиц и затухания поля, а также стохастической неустойчивостью движения частиц в районе областей захвата коротковолновых гармоник конверсии $N_e + \beta N_n$ и $N_e - \beta N_n$ с большими β .

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson. Phys. Fluids, 16, 1967, 1973.
2. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Physica Scripta, 24, 566, 1981.
3. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. "Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. I-IV". Препринты ИЯФ СО АН СССР. I—N 81-43, 1981; II—N 81-88, 1981; III—N 81-89, 1981; IV—N 82-53, 1982.
4. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. "Взаимодействие ленгмюровской волны с ионно-звуковой. Стохастические эффекты. I-V". Препринты ИЯФ СО АН СССР. I—N 88-139, 1988; II—N 88-163, 1988; III—N 89-36, 1989; IV—N 89-106, 1989; V—N 89-155, 1989.
5. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. "Начальные возмущения и ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме". Препринт ИЯФ СО РАН 92-16, 1992.
6. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. "Ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме. I-III". Препринты ИЯФ СО РАН I—N 92-26, 1992; II—N 92-27, 1992; III—N 92-36, 1992.
7. V. Tsytovich, C.B. Wharton. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion. 4, 101, 1978.

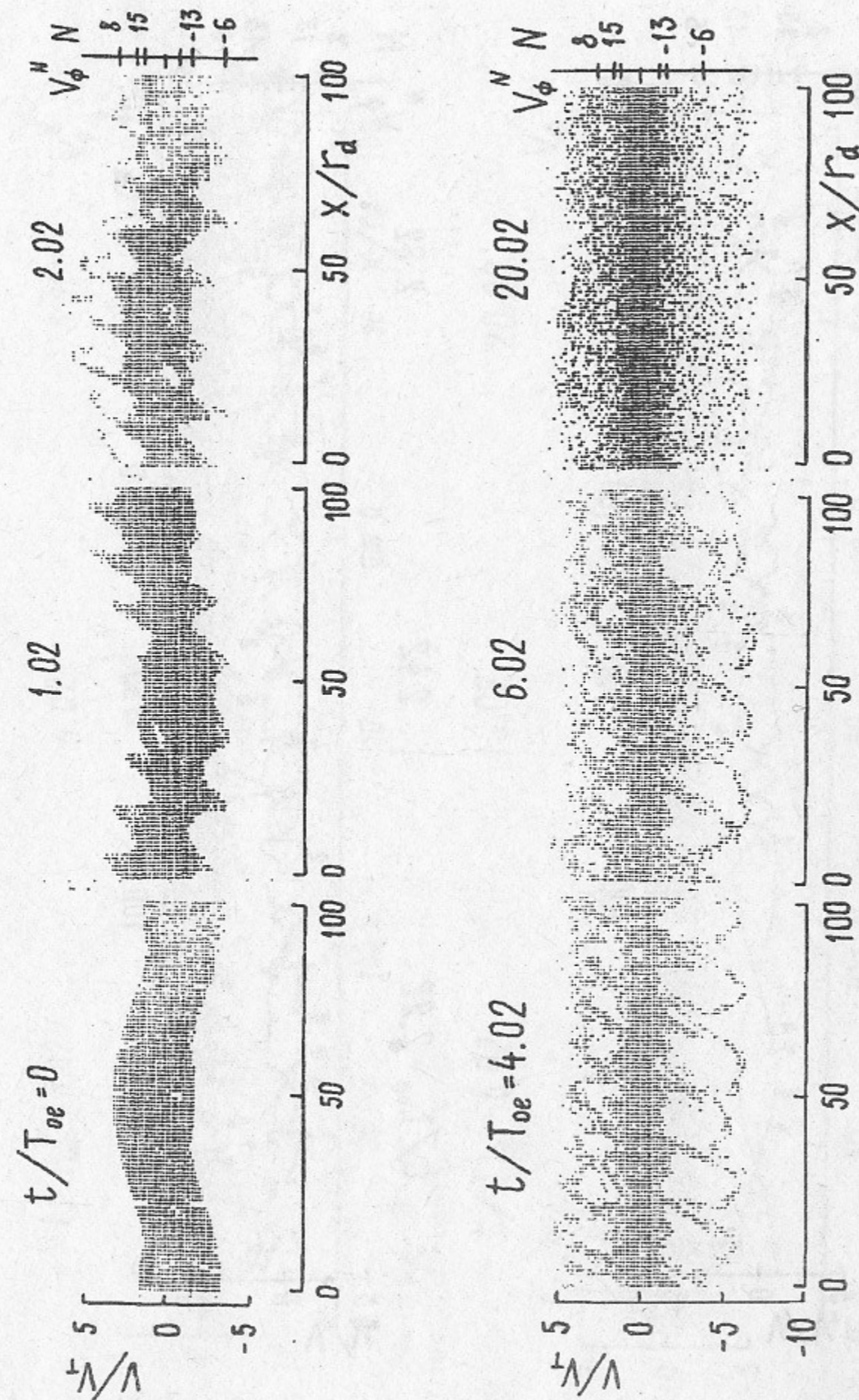


Рис. 1. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 1.

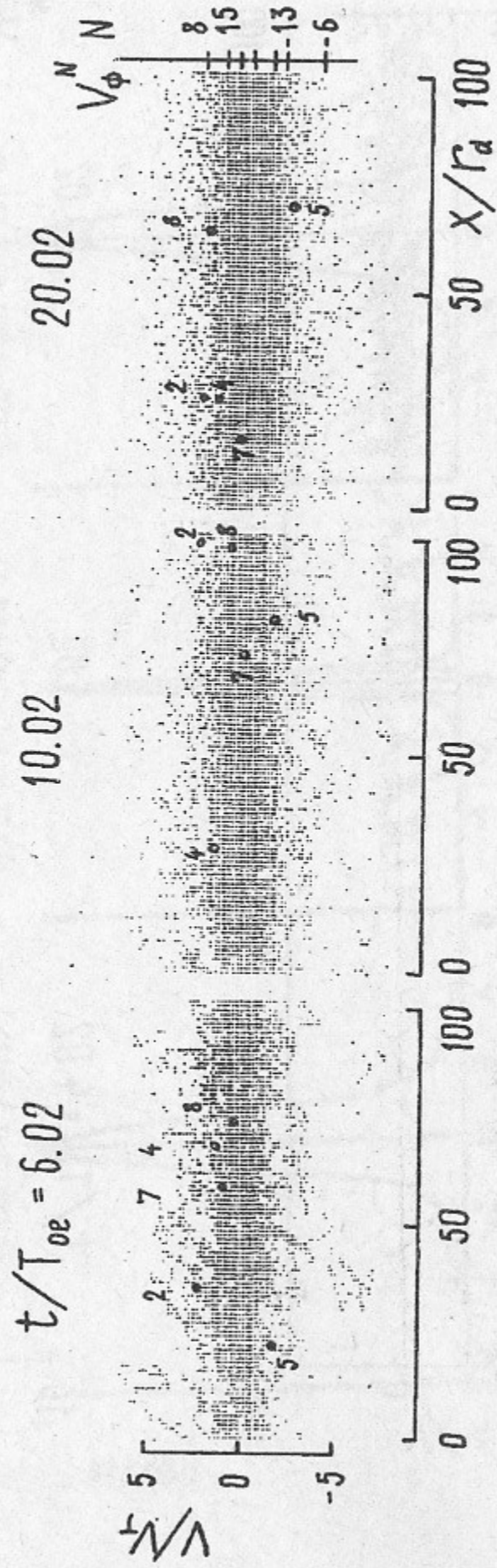
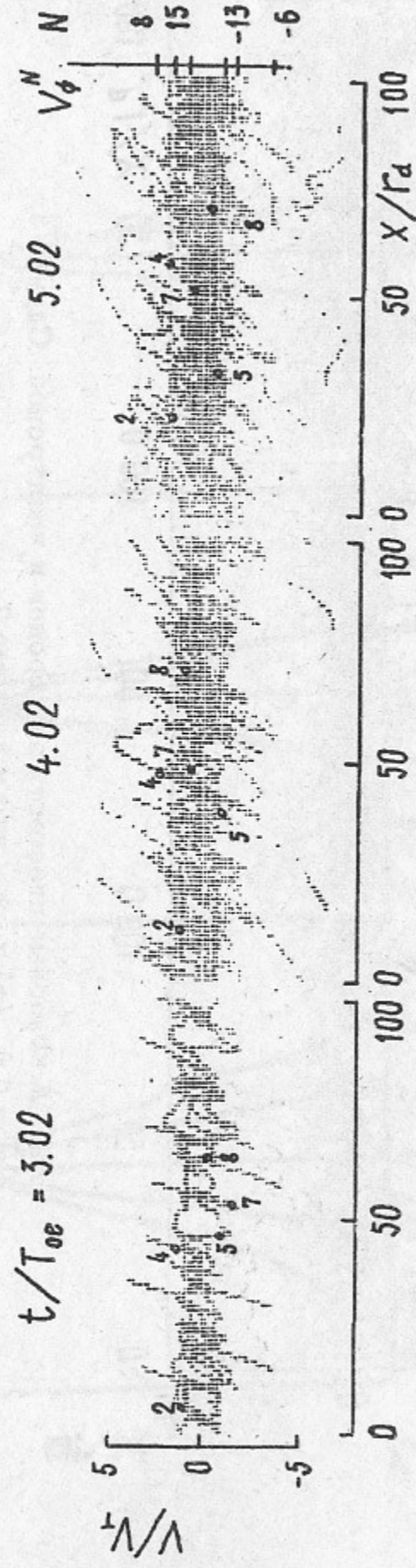
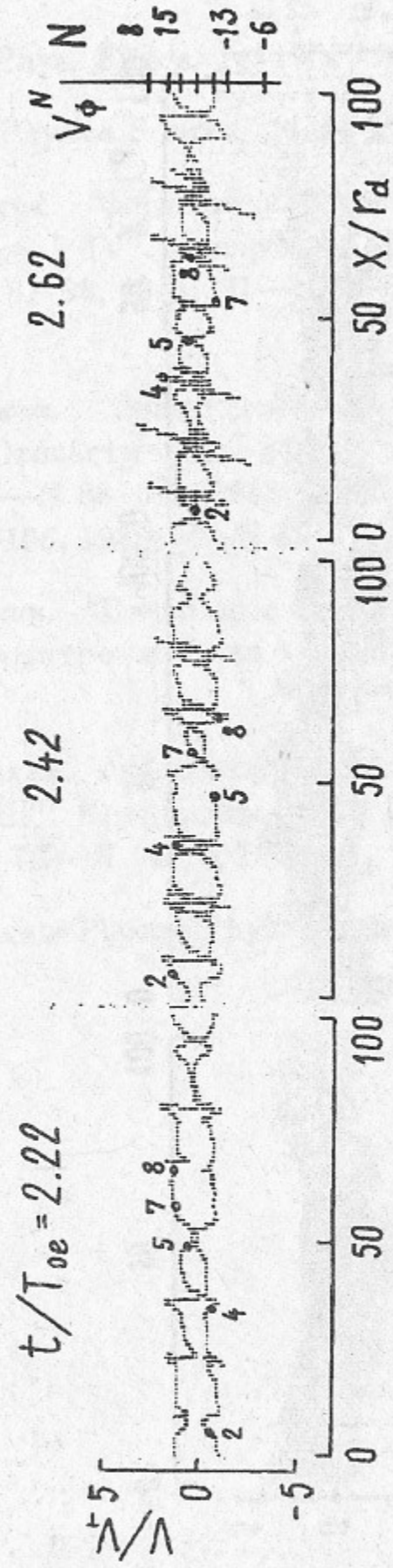
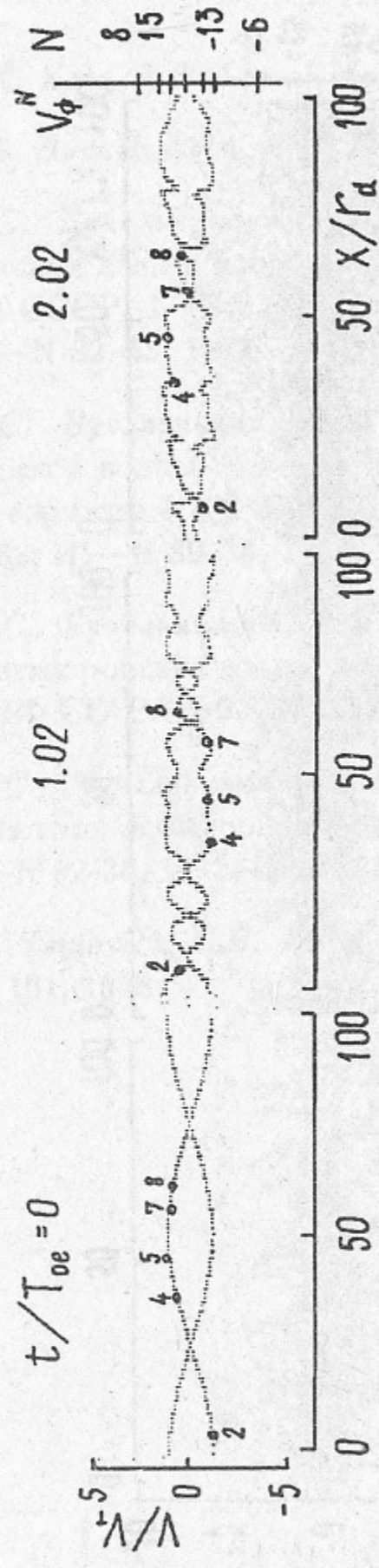


Рис. 2. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 2.

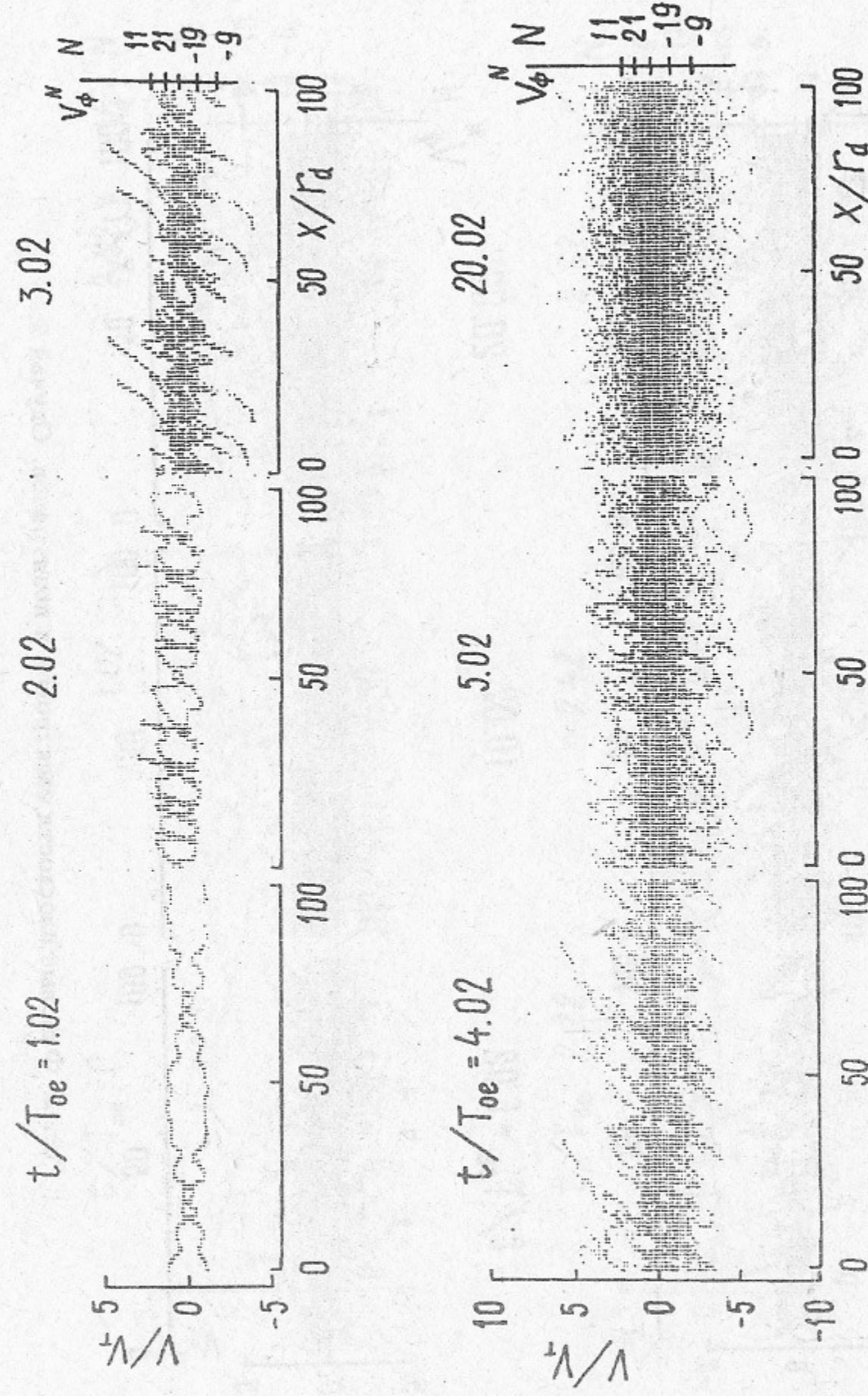


Рис. 3. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3.
 В $t = 0$ $\tilde{v}_{e,p}(x)$ то же, что и в случае 2.

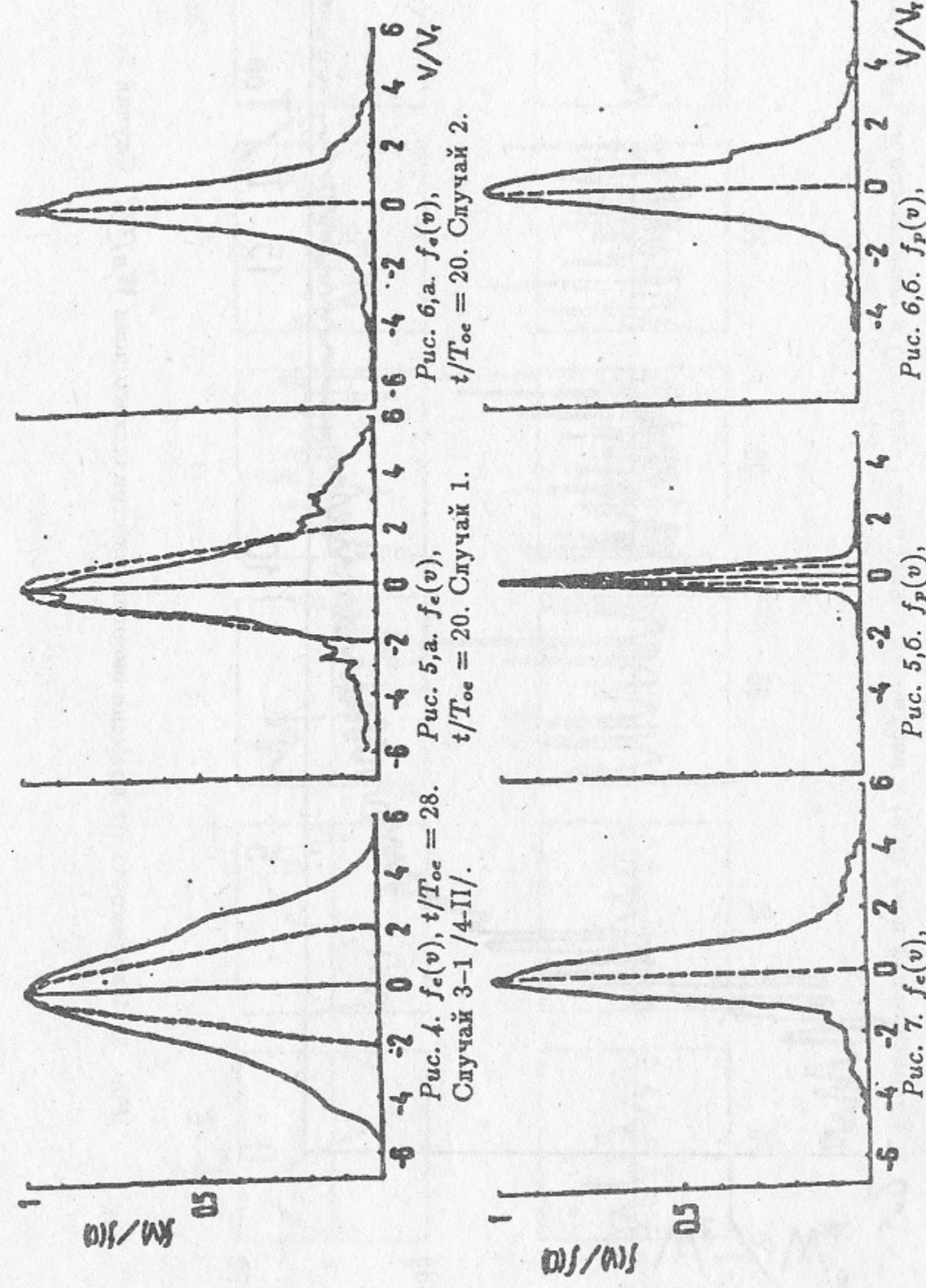


Рис. 4-7. Функции распределения по скоростям электронов $f_c(v)/f(0)$ и позитронов $f_p(v)/f(0)$.
 Пунктир — начальная функция распределения $f_0(v)/f_0(0)$.

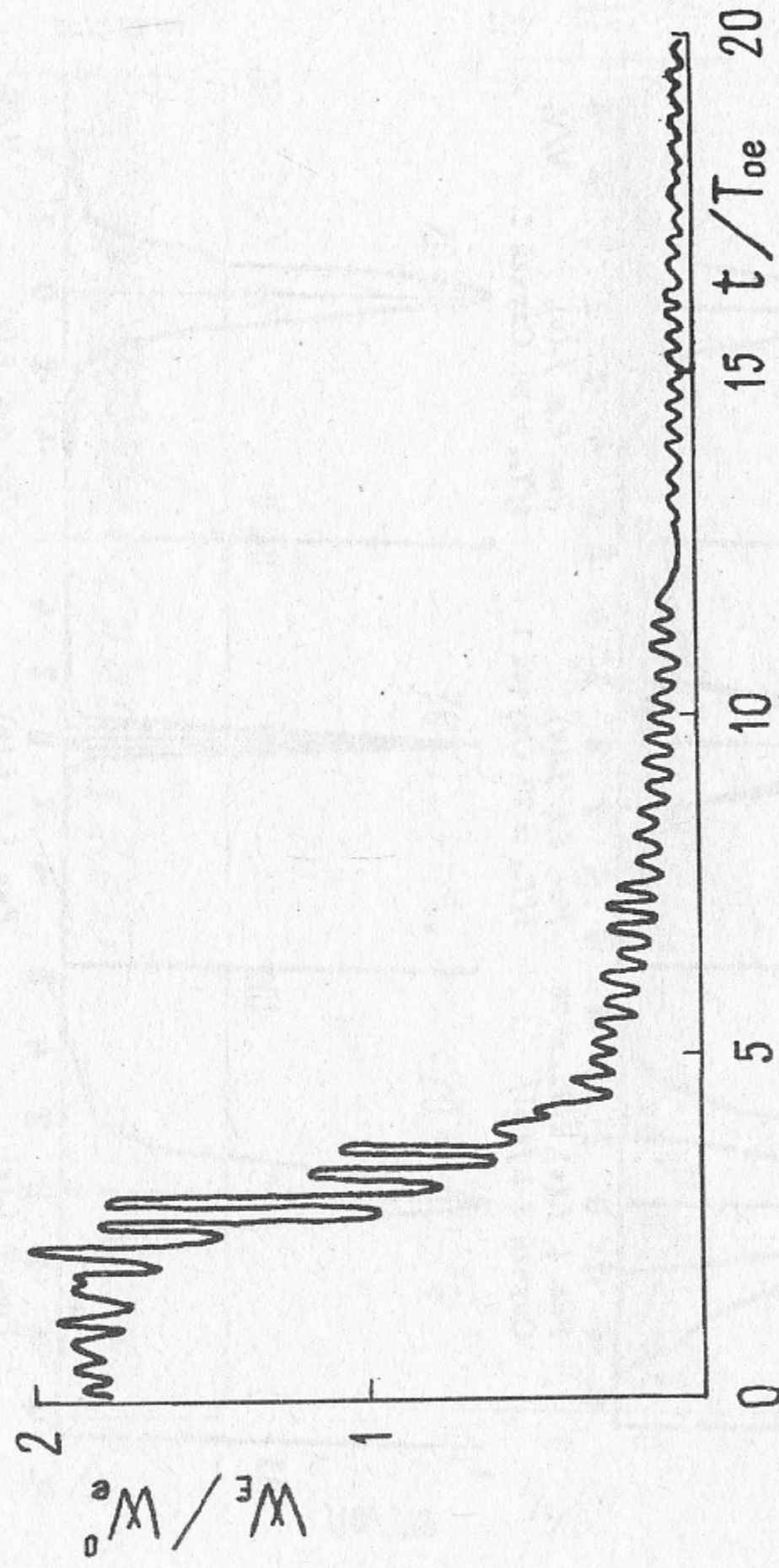


Рис. 8. Зависимость от времени энергии электрического поля W_E/W_e^0 . Случай 2.

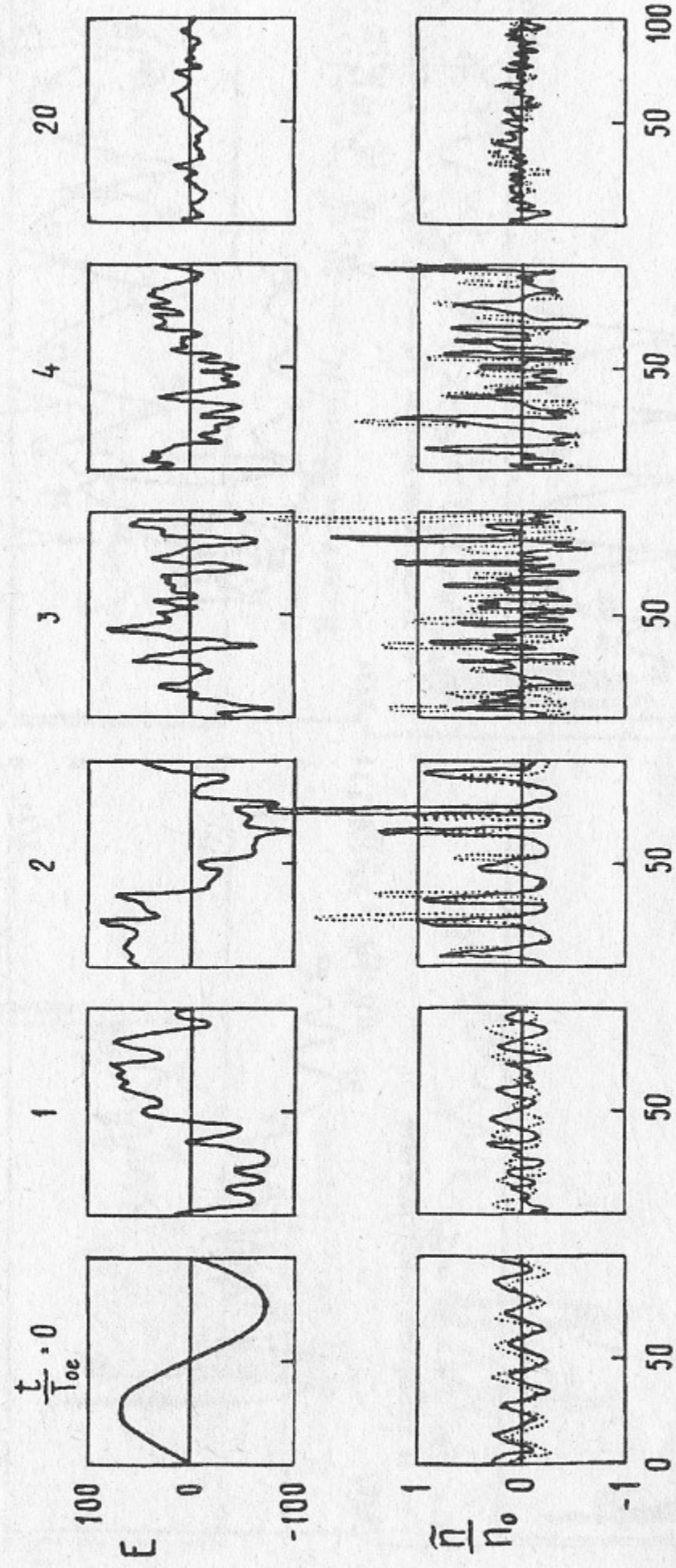


Рис. 9. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. Случай 2.

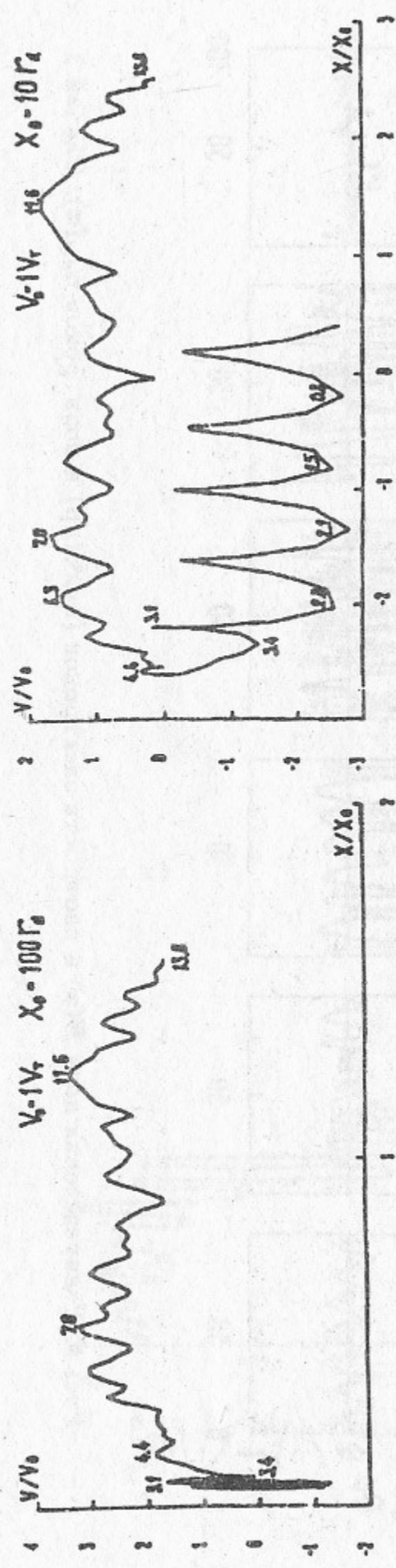


Рис. 10, а. $N = 2$.
В лабораторной системе

26

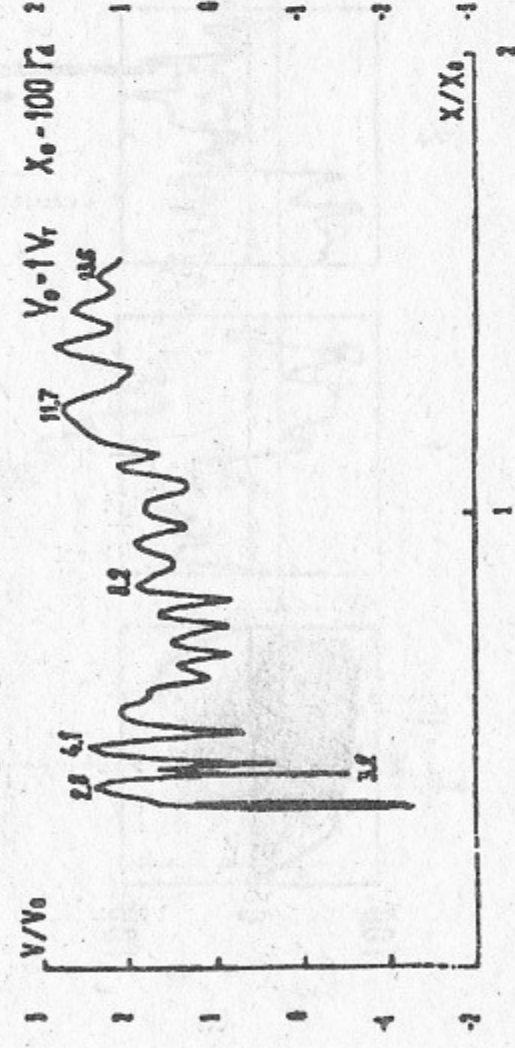


Рис. 11, а. $N = 4$.
В лабораторной системе

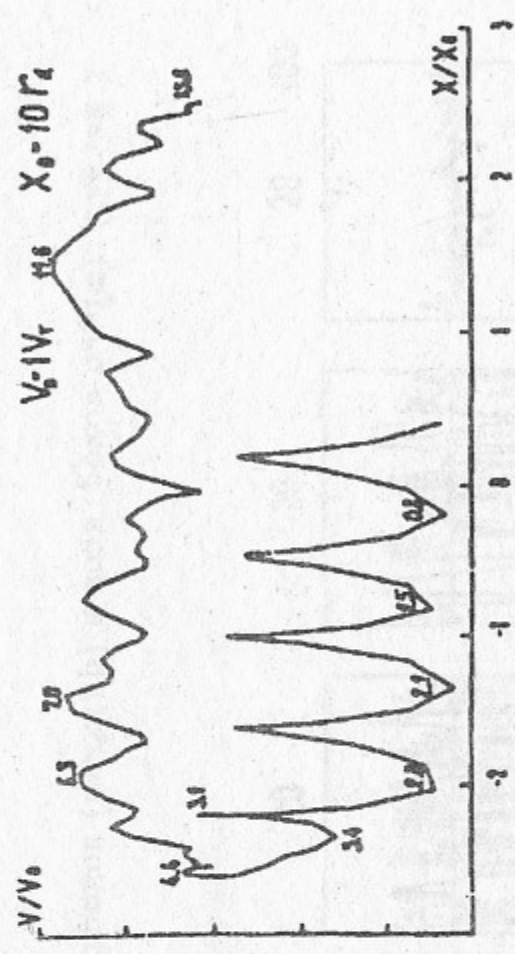


Рис. 10, б. $N = 2$.
В системе волны $N_e = 15$, $v_{\Phi}^N/v_T = 1,501$.

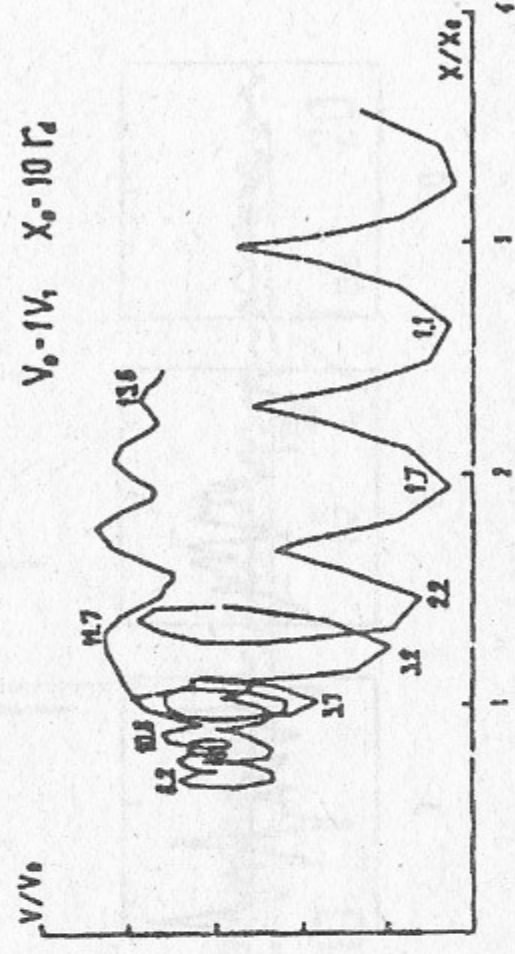


Рис. 11, б. $N = 4$.
В системе волны $N_e = 15$, $v_{\Phi}^N/v_T = 1,501$.

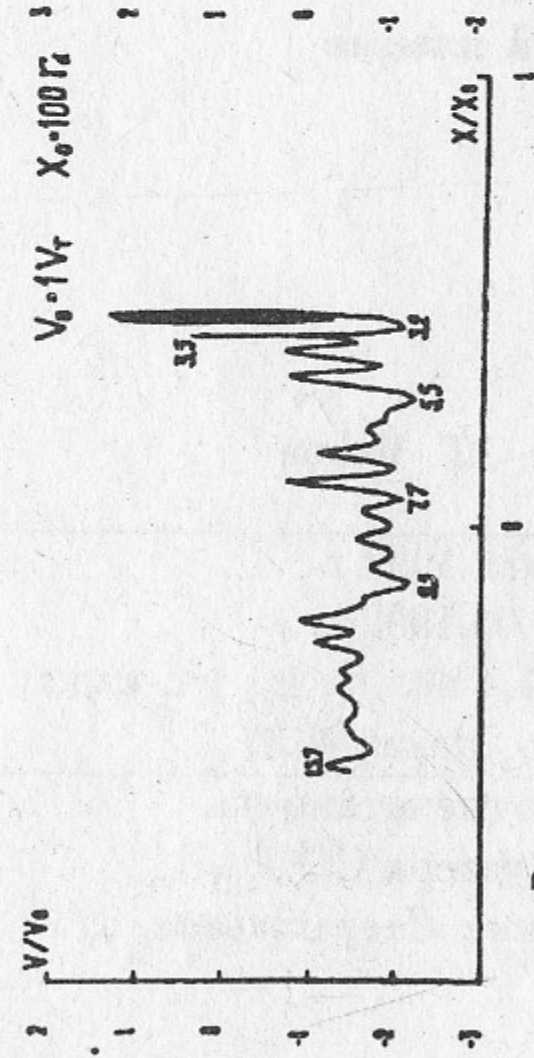


Рис. 12, а. $N = 5$.
В лабораторной системе

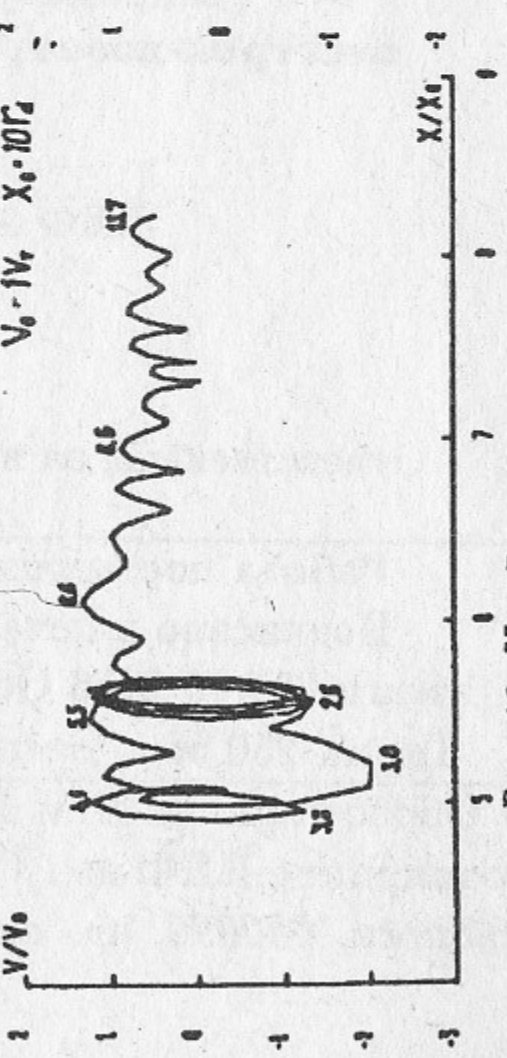


Рис. 13. $N = 7$.
В лабораторной системе

Рис. 12, б. $N = 5$.
В системе волны $N_e = -20$, $v_{\Phi}^N/v_T = -1,125$.
 V_0-1V_r , $X_0-10 Гц$

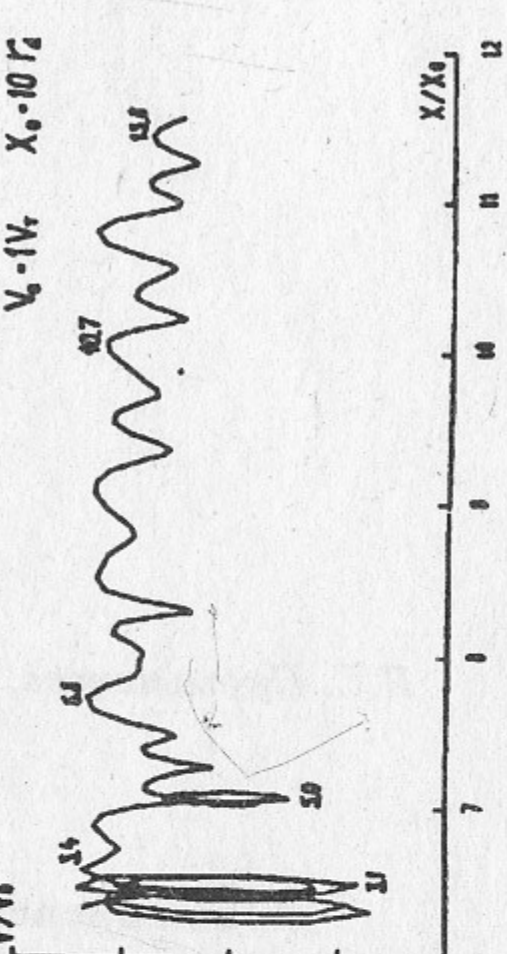


Рис. 14. $N = 8$.
В лабораторной системе.

Рис. 10-14. Траектории электронов на фазовой плоскости. Случай 2.
Цифры на траектории—моменты времени, когда частица имеет данные x и v .

27

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

**Ленгмюровские волны
в неоднородной
электрон-позитронной плазме**

ИЯФ 92-37

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 11 мая 1992 г.

Подписано в печать 27.05.1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 37

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