



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

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ
III

ИЯФ 92-36



НОВОСИБИРСК

Ленгмюровские волны
в электрон-позитронной плазме
III

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 развития бегущих ленгмюровских волн в электрон-позитронной плазме, заданных начальными возмущениями $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ со сдвигом фазы $\Delta x/\lambda=0,05$ (серия 3), $\Delta x/\lambda=0,3$ (серия 4) или только $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ (серия 5).

Показано, что такие возмущения приводят к возбуждению бегущей ленгмюровской волны и формированию квазинейтрального возмущения $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$. С ростом сдвига фазы Δx амплитуда ленгмюровской волны растет, а амплитуда $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$ падает. С течением времени квазинейтральное возмущение укрупняется и опрокидывается. Конверсия ленгмюровской волны на этом возмущении приводит к генерации ее гармоник $k_N = k_e \pm \beta k_n$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$ и к локализации поля, в результате чего развивается модуляционная неустойчивость. В серии 3 определяющую роль играет развитие квазинейтрального возмущения и конверсия, в сериях 4 и 5 — модуляционная неустойчивость, которая при малых амплитудах приводит к формированию ленгмюровских солитонов, при больших — к коллапсу.

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

Langmuir Waves
in the Electron-Positron Plasma
III

N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin

ABSTRACT

The numerical experiments (PIC-method) were made to study the evolution of the travelling Langmuir waves in the electron-positron plasma with the initial perturbations $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ and $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ with the phase shift $\Delta x/\lambda=0,05$ (Series 3), $\Delta x/\lambda=0,3$ (Series 4) or only $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ (Series 5).

The initial perturbations of such a type lead to the excitation of the travelling Langmuir wave and to the formation of the quasineutral perturbation $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$. With the increasing of the phase shift Δx the amplitude of the Langmuir wave increases and the amplitude of $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$ decreases.

The evolution of the quasineutral perturbation leads to its steepening and breaking. The conversion of the Langmuir wave on the perturbation $\tilde{n}_{e,p}(x)$ leads to the generation of Langmuir wave modes $k_N = k_e \pm \beta k_n$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$ and to the localization of the electric field, which leads to the development of the modulational instability. In the Series 3 the main role plays the evolution of the quasineutral perturbation and the conversion, in the Series 4 and 5 — the modulational instability. In the case of small amplitudes the modulational instability leads to the formation of the Langmuir solitons, in the case of large amplitudes — to the collapse.

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

Ранее в работе [1] было рассмотрено развитие различных начальных возмущений, в работах [2,3] — развитие стоячих (серия 1) и бегущих (серия 2) ленгмюровских волн в электрон-позитронной ($e^+ - e^-$ или $e - p$) плазме. Было показано, что 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 $v_\phi^N = \omega_N/k_N$. В согласии с работой [4] для ленгмюровской волны с длиной волны $\lambda_N = 2\pi/k_N$ частота $\omega_N^2 = \omega_{ep}^2 [1 + 3(k_N r_d^{ep})^2]$, где $\omega_{ep} = \sqrt{2}\omega_{0e}$, $r_d^{ep} = r_d/\sqrt{2}$ [1]. В линейной волне $\frac{\tilde{n}_{e,p}}{n_0} = \frac{\tilde{v}_{e,p}}{v_\phi}$. В [1,3] было показано, что при задании начального возмущения, соответствующего бегущей линейной волне, действительно возбуждается бегущая ленгмюровская волна. При ее развитии основным процессом является самоконверсия [3]. Модуляционная неустойчивость проявляется только как вторичный процесс, когда в результате самоконверсии развиваются обратные волны и возникает компонента стоячей волны, что приводит к локализации поля. Это несколько удивительно, так как при развитии бегущей ленгмюровской волны в электрон-ионной ($e - i$) плазме всегда с самого начала развивается модуляционная неустойчивость [5].

С другой стороны, в предварительных численных экспериментах при исследовании различных начальных возмущений, которые приводят к возбуждению бегущих ленгмюровских волн, было найдено, что модуляционная неустойчивость играет существенную роль. Поэтому представляет некоторый интерес подробнее описать результаты этих численных экспериментов, что и делается в настоящей работе. Рассматриваются начальные возмущения $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$, со сдвигом фазы $\Delta x < \lambda/2$ — серия 3 $\Delta x/\lambda = 0,05$, серия 4 $\Delta x/\lambda = 0,3$, а также серия 5, где задается только $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$, подобно тому, как задается ленгмюровская волна в $e - i$ плазме. В работе [1] было показано, что начальные возмущения приводят к возбуждению бегущей ленгмюровской волны и формированию квазинейтрального возмущения $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$, причем амплитуда волны растет с ростом $\Delta x/\lambda$, а амплитуда возмущения падает. В серии 3 при малом $\Delta x/\lambda$ определяющую роль играет квазинейтральное возмущение, а в сериях 4 и 5 — ленгмюровская волна.

При взаимодействии ленгмюровской волны с квазинейтральным возмущением плотности идет конверсия [1], которая приводит к генерации гармоник волны прямых и обратных волн с волновыми числами (номерами гармоник) $k_N = k_e + \beta k_n$ ($N = N_e + \beta N_n$) и $k_N = k_e - \beta k_n$ ($N = N_e - \beta N_n$) $\beta = 1, 2, 3 \dots$ и к локализации электрического поля в районе впадины плотности [1,6,7]. В серии 3 конверсия играет определяющую

роль, но параллельно с ней развивается модуляционная неустойчивость. При малых амплитудах начального и соответственно квазинейтрального возмущения, когда скорость конверсии невелика, формируются квазистационарные ленгмюровские солитоны.

При больших амплитудах скорость конверсии возрастает и она приводит к "дроблению" локализованной структуры—перекачке энергии в более коротковолновые гармоники. В сериях 4 и 5 конверсия также приводит к начальной локализации поля, но определяющую роль играет модуляционная неустойчивость. При малых начальных амплитудах она приводит к формированию ленгмюровских солитонов, при больших—к коллапсу, который завершается захватом электронов и позитронов гармониками волны и развитием сильной стохастической неустойчивости их движения.

Параллельно с конверсией и модуляционной неустойчивостью во всех сериях развивается укрупнение и опрокидывание квазинейтрального возмущения. Скорость укрупнения и опрокидывания растет с ростом начального возмущения. При больших начальных амплитудах в серии 3 определяющую роль играет опрокидывание возмущения, развитие многопоточкового движения, а также захват частиц гармониками конверсии и стохастическая неустойчивость. В сериях 4 и 5 при больших начальных амплитудах основную роль играет электронная нелинейность ("кинетический" эффект)—обострение $\tilde{v}_{e,p}(x)$, захват частиц и стохастическая неустойчивость.

Сравнение результатов настоящей работы и исследования развития ленгмюровских волн в $e^+ - e^-$ [3] и $e - i$ [5] плазме показывает, что для развития модуляционной неустойчивости необходимо начальное возмущение поля. В серии 2 в отсутствие такого возмущения модуляционная неустойчивость не развивается [3]. Она начинает играть роль, когда поле локализуется в результате появления компоненты стоячей волны в серии 2 [3] или в результате конверсии в сериях 3–5, а также при задании стоячей волны [2]. В $e - i$ плазме поле ленгмюровской волны приводит к возмущению плотности ионов, на этом возмущении идет конверсия, которая и задает локальное возмущение поля — затравку модуляционной неустойчивости.

Отметим, что $e^+ - e^-$ плазма может рассматриваться как модель $i^+ - i^-$ плазмы, образованной положительными и отрицательными ионами равной массы. Действительно, в работе [1] было показано, что развитие ленгмюровских волн в $e^+ - e^-$ и $i^+ - i^-$ плазме практически не различается, различается в $\sqrt{\frac{M}{m}}$ только время развития. Таким обра-

зом, результаты настоящей работы, так же как и результаты работ [1–3] можно отнести и к $i^+ - i^-$ плазме.

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 равными температурами $T_e/T_p=1$ (серии 3–5) или $T_e/T_p=30$ (серия 6). Из-за ограниченности числа счетных частиц ($N^e = N^p = 10^4$) функции распределения обрезаны на скорости $v \sim \pm 2v_T$.

В $e^+ - e^-$ плазме дебаевский радиус, плазменная частота и производные от них величины отличаются от аналогичных величин в $e - i$ плазме [4]:

$$r_d^{ep} = r_d/\sqrt{2}; \quad \omega_{ep} = \sqrt{2}\omega_{oe}; \quad T_{ep} = T_{oe}/\sqrt{2}$$

В настоящей работе как и в работах [1–3], по техническим причинам для нормировки используются r_d, ω_{oe}, T_{oe} и т.п. для $e - i$ плазмы, 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 .

Рассматриваются серии 3–6 численных экспериментов. Серии различаются типом начального возмущения, случаи в данной серии — его амплитудой. Начальные параметры задаваемых возмущений приведены в табл. 1 — 3. В сериях 3 и 4 задаются возмущения $\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x), \tilde{v}_p(x)$ со сдвигом фазы $\Delta x/r_d=5$ (серия 3) или $\Delta x/r_d=30$ (серия 4). В сериях 5 и 6 задается только $\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x)$ в плазме с $T_e/T_p=1$ (серия 5) или $T_e/T_p=30$ (серия 6).

Следует отметить, что при развитии возмущений малой амплитуды шумы могут мешать наблюдать эффект. В таких случаях, если шумы не очень велики, распределение поля $E(x)$ и плотности $\tilde{n}_{e,p}(x)$ восстанавливалось "по сумме гармоник": по спектру определялась амплитуда и фаза основных гармоник E^N и $\tilde{n}_{e,p}^N$ и строилось суммарное распределение $E(x)$ и $\tilde{n}_{e,p}(x)$.

Рассмотрим серию 3, в которой задаются начальные возмущения $\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x), \tilde{v}_p(x)$, сдвинутые друг относительно друга на $\Delta x/r_d = 5$ $\Delta x/\lambda = 0,05$ (табл. 1).

Развитие такого возмущения приводит к возбуждению бегущей ленгмюровской волны и формированию квазинейтрального возмущения плот-

ности и скорости [1]. Квазинейтральное возмущение с течением времени укрупняется и опрокидывается. Основным процессом при взаимодействии ленгмюровской волны с этим возмущением является конверсия, которая приводит к генерации гармоник $N = N_e + \beta N_n = 2, 3, 4 \dots$ и обратных волн $N = N_e - \beta N_n = -(1, 2, 3 \dots)$ [1] (здесь и далее мы будем обозначать номер гармоники обратной волны отрицательным числом).

Таблица 1

Начальные параметры. Серия 3.

Задано $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ со сдвигом фазы

$$\Delta x/r_d = 5; \Delta x/\lambda_0 = 0,05; x_m^p/r_d = 95.$$

$$\lambda_0/r_d = 100; \lambda_0/r_d^{ep} = 141,4; \omega_0 = \omega_N; v_\phi^0/v_T = 22,6.$$

Случай	3-1	3-2	3-3	3-4	3-5	3-6	3-7	3-8
$\tilde{n}_{e,p}/n_0$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,3	0,5	0,7
$\tilde{v}_{e,p}/v_T$	0,23	0,45	0,79	1,13	2,26	6,79	11,3	15,9
E_0	2,0	4,0	7,0	10,1	20,1	60,4	100,6	140,9
$E_0^2/8\pi nT$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	0,13	1,17	3,25	6,37
W_W^0/W_e^0	$5,9 \cdot 10^{-2}$	0,24	0,72	1,47	5,88	52,9	146,8	287,9

$\tilde{n}_{e,p}$, $\tilde{v}_{e,p}$ — возмущение плотности и скорости электронов и позитронов; x_m^p — координата максимума $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$; $x_m^e = x_m^p + \Delta x$; r_d , r_d^{ep} — дебаевский радиус в e^- и e^+ плазме; $\omega_N = \omega_{ep}[1 + 3(k_0 r_d^{ep})^2]^{1/2}$; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; E_0 — нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; W_W^0 — начальная энергия $W_W^0 = W_E^0 + \Delta W_e^0 + \Delta W_p^0$, $\Delta W_{e,p}^0 = W_{e,p} - W_{e,p}^0$, $W_{e,p}$, $W_{e,p}^0$ — возмущенная и тепловая энергии электронов и позитронов.

Случай 3-1, 3-2. По изменению $\tilde{v}_{e,p}(x)$ на фазовой плоскости электронов и позитронов можно видеть, что на $x/r_d \sim 25$ формируется квазинейтральное возмущение. С течением времени оно укрупняется и опрокидывается. Фазовые плоскости подобные случаям 3-1 и 3-2 мы приведем для случая 3-3 (рис. 3). Укрупнению и опрокидыванию $\tilde{v}_{e,p}(x)$ соответствует изменение возмущения плотности $\tilde{n}_{e,p}(x)$, показанное на рис. 1,а $t/T_{oe} \sim 0 - 6$. Зависимость от времени максимума $\tilde{n}(x)$ квазинейтрального возмущения плотности $\tilde{n}_m(t)$ показана на рис. 2. Максимальное возмущение плотности, соответствующее максимальному укрупнению $\tilde{v}_{e,p}(x)$ достигается в $t/T_{oe} \sim 2,8$ в случае 3-1 (рис. 1,а, 2) и в $t/T_{oe} \sim 2,3$ в случае 3-2 (рис. 2).

Конверсия ленгмюровской волны на квазинейтральном возмущении приводит к генерации гармоник $N = 2, 3, 4 \dots$ и $N = -(1, 2, 3 \dots)$. В динамическом описании этому соответствует локализация поля в районе впадины плотности $x/r_d \sim 50 - 60$ (рис. 1,а $t/T_{oe} = 2,8; 4,9$). Локализация поля приводит к развитию модуляционной неустойчивости.

В рассматриваемых случаях модуляционная неустойчивость приводит в $t/T_{oe} \geq 8 - 10$ к формированию квазистационарных ленгмюровских солитонов (рис. 1,а $t/T_{oe} = 9,8$ и $20,5$). Из рис. 1б видно, что солитон формируется бегущими ленгмюровскими волнами. Действительно, изменение $E(x)$ в течение периода T_{ep} подобно случаю солитона, сформированного бегущими волнами в электрон-ионной плазме [5] и отличается от стоячего солитона, наблюдавшегося в работах [2,3].

Случай 3-3, 3-4. с увеличением амплитуды начального возмущения и соответственно квазинейтрального возмущения растет скорость его укрупнения и опрокидывания, что видно по изменению максимума $\tilde{n}(x)$ (рис. 2). Развитие возмущения скорости в случае 3-3 можно видеть по фазовым плоскостям (рис. 3), возмущения плотности — по $\tilde{n}(x)$ (рис. 4,а $t/T_{oe} \sim 0 - 4$). Из рис. 3 видно, что в $t/T_{oe} \sim 1 - 2$ $\tilde{v}_{e,p}(x)$ укрупняется и начинает опрокидываться. Поскольку возмущение скорости в случае 3-3, так же как в случаях 3-1, 3-2, невелико ($\tilde{v}_{e,p} < v_T$), укрупнение и опрокидывание несколько маскируются разлетом частиц с тепловыми скоростями [1]. Развитие опрокидывания видно в $t/T_{oe} \sim 2 - 8$ — фронты $\tilde{v}_{e,p}(x)$ встречаются в $t/T_{oe} \sim 4$, второй раз в $t/T_{oe} \sim 8$ и т.д.

Одновременно с опрокидыванием квазинейтрального возмущения развивается конверсия, которая на начальном этапе приводит к локализации электрического поля (рис. 4,а $t/T_{oe} = 2$). С ростом начального и квазинейтрального возмущения скорость конверсии растет, т.е. энергия быстрее перекачивается в более и более коротковолновые гармоники. В динамическом описании это проявляется в "дроблении" локализованной структуры поля. В случае 3-3 это видно по распределению $E(x)$ в $t/T_{oe} \sim 2 - 8$ (рис. 4,а). Более детально переход от одного типа структуры к другому ("дробление" структуры) можно видеть на рис. 4,б. Модуляционная неустойчивость приводит к образованию впадин плотности и формированию структуры типа солитона огибающей (рис. 4,а $t/T_{oe} \sim 6 - 8$). В случае 3-4 наблюдается небольшое затухание, связанное с захватом электронов и позитронов коротковолновыми гармониками $N > 7 - 8$.

При дальнейшем увеличении амплитуды начального возмущения определяющую роль начинает играть укрупнение и опрокидывание квазинейтрального возмущения, а также конверсия и захват электронов и позитронов ее гармониками.

Случай 3-5 ÷ 3-8. С ростом амплитуды начального возмущения продолжает расти скорость укрупнения и опрокидывания, что видно из рис. 5, где показана зависимость от времени максимума возмущения плотности. Возрастает и величина возмущения плотности, так что должна расти скорость конверсии.

Развитие возмущения скорости в случае 3-5 можно видеть по фазовым плоскостям рис. 6, возмущения плотности $\tilde{n}(x)$ и поля $E(x)$ — по рис. 7. Видно, что максимальное укрупнение $\tilde{v}_{e,p}(x)$ достигается уже в $t/T_{oe} \sim 1,2$ позже возмущение опрокидывается (рис. 6). За $t/T_{oe} \sim 1$ конверсия приводит к локализации поля (рис. 7 $t/T_{oe} = 1,17$). Уже в $t/T_{oe} \sim 1-2$ начинается захват электронов и позитронов гармониками $N \geq 4$ и $N \geq |-5|$, а позже гармониками $N = 3$ и $N = -4$ (рис. 6). Это приводит к быстрому затуханию поля (рис. 7,8). Дальнейшее развитие определяется опрокидыванием, многопоточным движением и движением захваченных частиц (рис. 6,7). Последним, в частности, определяется характер кривой $W_E(t)$ в $t/T_{oe} \sim 5-10$ (рис. 8). Отметим, что из-за быстрого затухания модуляционная неустойчивость не успевает развиться.

Развитие опрокидывания, многопоточного движения и захват частиц можно видеть по фазовым плоскостям в случаях 3-6 ÷ 3-8 (рис. 9-11). Начальная стадия укрупнения и опрокидывания, показанная на рис. 9 для случая 3-6 и рис. 10 $t/T_{oe} = 0,27$ для случая 3-7 практически одинакова в случаях 3-6 ÷ 3-8 и различается только временем развития (рис. 5). Дальнейшее развитие многопоточного движения и захвата имеет сходный характер в случаях 3-5 ÷ 3-8 и различается только деталями. Так в случае 3-5 в захвате участвуют гармоники $N \geq 3$ и $N \geq |-4|$, в случае 3-6 — $N \geq 2$ и $N \geq |-3|$, в случае 3-7 — $N \geq |\pm 2|$, в случае 3-8 — $N \geq |\pm 1|$. По фазовым плоскостям видно, что с течением времени начинается перемешивание частиц (рис. 9 $t/T_{oe} \sim 3$, рис. 10 $t/T_{oe} \sim 3-4$, рис. 11 $t/T_{oe} \geq 2$). Это свидетельствует о развитии сильной стохастической неустойчивости движения электронов и позитронов, при которой частицы странствуют по областям захвата гармоник $N > 0$ и $N < 0$. Стохастическая неустойчивость наблюдалась ранее при развитии ленгмюровских волн в $e^+ - e^-$ плазме [2,3] и в $e - i$ плазме [8]. В этих работах развитие и механизм стохастической неустойчивости рассмотрены более подробно.

Развитие сильной стохастической неустойчивости можно видеть по фазовым плоскостям случая 3-8 (рис. 11). В этом случае сильная стохастическая неустойчивость развивается в районе областей захвата гармоник конверсии $N \geq 2$ и основной волны $N = 1$ и в районе гармоник $N \geq |-1|$. Из рис. 11 $t/T_{oe} \sim 10$ видно, что стохастическая неустойчивость приводит к полному размешиванию частиц на фазовой плоскости и к нагреву плазмы. Анализ функций распределения по скоростям показывает, что заметная часть энергии идет на нагрев плазмы, остальная энергия поглощается хвостами ускоренных электронов и позитронов.

Мы рассмотрели серию 3, в которой начальные возмущения $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ сдвинуты по фазе на $\Delta x/r_d = 5$. В работе [1] показано, что с увеличением сдвига фазы амплитуда ленгмюровской волны растет, а амплитуда квазинейтрального возмущения падает. Рассмотрим серию 4, в которой начальные возмущения $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ сдвинуты по фазе на $\Delta x/r_d = 30$, $\Delta x/\lambda = 0,3$ (табл. 2). Сравнивая параметры серии 3 (табл. 1) и серии 4 (табл. 2) видим, что при одинаковых (случаи 3-3 и 4-2; 3-7 и 4-4) или близких (случаи 3-1 и 4-1; 3-5 и 4-3) $\tilde{n}_{e,p}/n_0$, $\tilde{v}_{e,p}/v_T$ начальная амплитуда ленгмюровской волны в серии 4 в пять раз больше, чем в серии 3. Следствием этого является большая роль модуляционной неустойчивости в серии 4, хотя квазинейтральное возмущение и конверсия на нем ленгмюровской волны существенны и здесь.

Таблица 2

Начальные параметры. Серия 4.
 Задано $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ со сдвигом фазы
 $\Delta x/r_d = 30$; $\Delta x/\lambda_0 = 0,3$; $x_m^p/r_d = 95$.
 $\lambda_0/r_d = 100$; $\lambda_0/r_d^{ep} = 141,4$; $\omega_0 = \omega_N$; $v_\phi^0/v_T = 22,6$.

Случай	4-1	4-2	4-3	4-4
$\tilde{n}_{e,p}/n_0$	$9 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	0,14	0,49
$\tilde{v}_{e,p}/v_T$	0,20	0,79	3,17	11,1
E_0	9	35,7	140	500
$E_0^2/8\pi nT$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	0,41	6,53	80,0
W_W^0/W_e^0	$7,2 \cdot 10^{-2}$	1,16	18,5	227,1

$\tilde{n}_{e,p}$, $\tilde{v}_{e,p}$ — возмущение плотности и скорости электронов и позитронов; x_m^p — координата максимума $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$; $x_m^e = x_m^p + \Delta x$; r_d , r_d^{ep} — дебаевский радиус в $e - i$ и $e^+ - e^-$ плазме; $\omega_N = \omega_{ep}[1 + 3(k_0 r_d^{ep})^2]^{1/2}$; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; E_0 — нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; W_W^0 — начальная энергия $W_W^0 = W_E^0 + \Delta W_e^0 + \Delta W_p^0$, $\Delta W_{e,p}^0 = W_{e,p} - W_{e,p}^0$, $W_{e,p}$, $W_{e,p}^0$ — возмущенная и тепловая энергии электронов и позитронов.

Случай 4-1, 4-2. В обоих случаях квазинейтральное возмущение формируется на $x/r_d \sim 30 - 35$. Укрупнению и опрокидыванию возмущения соответствует изменение максимума возмущения плотности (рис. 12), подобное рис. 2 в серии 3. Подобно серии 3 взаимодействие ленгмюровской волны с квазинейтральным возмущением приводит к конверсии и локализации поля. Из-за большей величины поля в серии 4 модуляционная неустойчивость развивается быстрее, так что в случае 4-1 уже в

$t/T_{oe} \sim 5 - 6$ формируются квазистационарные ленгмюровские солитоны. Также как и в случае 3-1, солитон формируется бегущими волнами (рис. 13).

В случае 4-2 модуляционная неустойчивость приводит к коллапсу — росту впадины плотности и концентрации в ней электрического поля до тех пор пока не начнется затухание (рис. 14). Отметим, что модуляционная неустойчивость в случае 4-2 развивается быстрее, чем конверсия, так что конверсия не успевает привести к “дроблению” солитоноподобной структуры в отличие от случая 3-3 со сравнимыми начальными \tilde{n} и \tilde{v} . Затухание поля в случае 4-2 обусловлено захватом электронов и позитронов в $t/T_{oe} > 6$ гармониками $N \geq 4$. Позже начинают захватывать частицы гармоники $N = 3$, а также $N \geq |-4|$.

Развитие сильной стохастической неустойчивости движения электронов и позитронов в районе областей захвата гармоник $N \geq 3$ и $N \geq |-4|$ имеет тот же характер, что и в рассмотренных ранее случаях [2,3,8], и приводит к формированию хвостов функции распределения.

Случаи 4-3, 4-4. В этих случаях с большим начальным возмущением существенную роль играет электронная (и позитронная) нелинейность. Одновременно идет несколько процессов: формирование и опрокидывание квазинейтрального возмущения, конверсия ленгмюровской волны, обострение $\tilde{v}_{e,p}(x)$ из-за электронной нелинейности (“кинетический” эффект) и захват электронов и позитронов гармониками конверсии и основной волной.

Квазинейтральное возмущение формируется на $x/r_d \sim 30$ за время порядка плазменного периода $t/T_{oe} \sim 0,7-1$, параллельно укрупняется, достигая максимального укрупнения в $t/T_{oe} \sim 1,5$ в случае 4-3 и $t/T_{oe} \sim 0,77$ в случае 4-4 (рис. 12), а затем опрокидывается. Это хорошо видно по фазовым плоскостям рис. 15 (случай 4-3) $t/T_{oe} \geq 1,5$ и рис. 16 (случай 4-4) $t/T_{oe} \geq 0,77$. Отметим, что в случае 4-4 на начальной стадии укрупнение проявляется отдельно в $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{v}_p(x)$ (рис. 16 $t/T_{oe} = 0,27$) и параллельно формируется квазинейтральное возмущение (рис. 16 $t/T_{oe} = 0,5; 0,77$).

Одновременно с развитием квазинейтрального возмущения идет конверсия, которая приводит к генерации гармоник $N = 2; 3; 4 \dots$ и $N = -(1; 2; 3 \dots)$ и локализации поля на $x/r_d \sim 40 - 60$. Электронная нелинейность приводит к обострению $\tilde{v}_e(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ (рис. 15 $t/T_{oe}=1$; рис. 16 $t/T_{oe}=0,27$), обусловленному взаимодействием частиц с гармониками конверсии, а в случае 4-4 и с основной волной. В случае 4-3 в $t/T_{oe} \sim 1,5$ начинается захват частиц гармоникой $N = 2$, позже — гармониками $N > 2$ и $N \geq |-3|$ (рис. 15). В случае 4-4 уже в $t/T_{oe} \sim 0,27$ начинается захват основной волной $N = 1$, позже гармониками конверсии

$N > 2$ и $N \geq |-2|$ (рис. 16). Следующая стадия определяется сильной стохастической неустойчивостью движения электронов и позитронов в районе областей захвата гармоник $N \geq 2$ и $N \geq |-3|$ в случае 4-3 и $N \geq 1$ и $N \geq |-2|$ в случае 4-4. Ее развитие приводит к перемешиванию частиц на фазовой плоскости и к нагреву плазмы (рис. 16 $t/T_{oe}=20$). Анализ функций распределения по скоростям показывает, что в этих случаях основная часть энергии поглощается хвостами ускоренных частиц (в случае 4-4 $\sim 70\%$), меньшая часть энергии идет на нагрев (в случае 4-4 $\sim 30\%$).

Отметим, что модуляционная неустойчивость в случаях 4-3, 4-4 практически не играет роли из-за быстрого затухания.

Рассмотрим также серию 5, в которой задается возмущение $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$, а $\tilde{n}_p = \tilde{v}_p = 0$ (табл. 3).

При таком возмущении после переходного процесса за $2-3 T_{ep}$ формируется квазинейтральное возмущение и бегущая ленгмюровская волна. Далее (или одновременно) существенную роль играют те же процессы, что и в сериях 3 и 4 — опрокидывание квазинейтрального возмущения, конверсия, модуляционная неустойчивость, а при больших амплитудах — электронная нелинейность и захват электронов и позитронов. Отметим, что развитие возмущения $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ при $\tilde{n}_e = \tilde{v}_e = 0$ не отличается от случая $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$.

Скорость укрупнения и опрокидывания квазинейтрального возмущения растет с ростом амплитуды начального возмущения, что видно из рис. 17, где показана зависимость от времени максимума возмущения плотности. Растет и величина возмущения плотности, а, следовательно, и скорость конверсии, которая приводит к модуляции и локализации поля. Поскольку поле сравнительно велико, практически сразу же становится существенной модуляционная неустойчивость.

В случае 5-1 при малой начальной амплитуде модуляционная неустойчивость приводит к формированию квазистационарных солитонов. Это видно из рис. 18, 19, где показана зависимость от времени плотности энергии поля и глубины впадины плотности. В случае 5-1 E_m^2 и \tilde{n}_m возрастают в течение $\sim 10T_{oe}$, а затем становятся практически постоянными (на рис. 18, 19 для случая 5-1 показаны E_m^2 , \tilde{n}_m , найденные из $E(x)$, $\tilde{n}(x)$, восстановленных по сумме основных гармоник из шумового фона). Подобно случаям 3-1 и 4-1 солитоны формируются бегущими волнами — распределение $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в течение периода T_{ep} меняется так же как в случаях 3-1 и 4-1 (рис. 1,б, 14).

В случаях 5-2, 5-3 при больших начальных амплитудах модуляцион-

ная неустойчивость приводит к коллапсу. Это видно по рис. 18, 19, а также по распределению $E(x)$, $\tilde{n}(x)$ в разные моменты времени (рис. 20, 21). В случае 5-2 максимальное укрупнение квазинейтрального возмущения достигается в $t/T_{oe} \sim 2,7$ (рис. 17) далее оно опрокидывается и в $t/T_{oe} > 4$ определяющую роль играет модуляционная неустойчивость (рис. 20). В случае 5-3 формирование и опрокидывание квазинейтрального возмущения, конверсия и модуляционная неустойчивость развиваются практически одновременно. Действительно, по $\tilde{n}(x)$ видно, что за $t/T_{oe} \sim 0,7 - 1$ формируется квазинейтральное возмущение, его укрупнение приводит к формированию пика $\tilde{n}(x)$ (рис. 21 $t/T_{oe} = 1,5; 2,1$) и достигает максимума в $t/T_{oe} \sim 2$ (рис. 17), далее возмущение опрокидывается. По $E(x)$ (рис. 21) видно, что конверсия уже к $t/T_{oe} \sim 1,5$ приводит к локализации поля. Одновременно развивается модуляционная неустойчивость — формирование впадины плотности в районе локализации поля $x/r_d \sim 10 - 20$ можно видеть в $t/T_{oe} \sim 1,5 - 4,4$.

Таблица 3

Начальные параметры. Серии 5 и 6.

Задано $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$, $x_m^e/r_d = 75$. $\lambda_0/r_d = 100$; $\lambda_0/r_d^{ep} = 141,4$; $\omega_0 = \omega_0^e$; $v_\phi^0/v_T = 16,1$. Серия 5 $T_e/T_p = 1$. Серия 6 $T_e/T_p = 30$.

Случай	5-1; 6-1	5-2; 6-2	5-3	5-4	5-5; 6-3
\tilde{n}_e/n_0	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	0,11	0,31	0,40
\tilde{v}_e/v_T	0,28	0,79	1,80	4,96	6,44
E_0	11	31	70,4	193,6	252
$E_0^2/8\pi nT$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	0,31	1,59	12,0	20,4
W_W^0/W_e^0	$8,8 \cdot 10^{-2}$	0,70	3,59	27,2	43,1

$\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ — возмущение плотности и скорости электронов; x_m^e — координата максимума $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$; r_d , r_d^{ep} — дебаевский радиус в $e - i$ и $e^+ - e^-$ плазме; $\omega_0^e = \omega_{oe}[1 + 3(k_0 r_d)^2]^{1/2}$; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; E_0 — нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; W_W^0 — начальная энергия $W_W^0 = W_B^0 + \Delta W_e^0$, $\Delta W_e^0 = W_e - W_e^0$, W_e , W_e^0 — вооуженная и тепловая энергии электронов.

Развитие модуляционной неустойчивости ограничивается затуханием, обусловленным захватом электронов и позитронов ее гармониками и гармониками конверсии. В случае 5-2 захват начинается в $t/T_{oe} \geq 8,5$, захватывают частицы гармоники $N \geq 7$, позже включаются гармоники $N \geq 3$ и $N \geq |-6|$. В случае 5-3 начинают захватывать частицы гармоники $N \geq 3$ в $t/T_{oe} \geq 2$. Позже включаются гармоники $N \geq 2$ и

$N \geq |-4|$. Развитие сильной стохастической неустойчивости движения электронов и позитронов в районе областей захвата этих гармоник приводит к формированию хвостов функции распределения.

В случаях 5-4, 5-5 развитие определяется электронной (и позитронной) нелинейностью и захватом частиц гармониками конверсии. Из-за сильного затухания, которое начинается почти с самого начала, модуляционная неустойчивость не играет существенной роли. По фазовым плоскостям электронов и позитронов в этих случаях хорошо видно формирование и опрокидывание квазинейтрального возмущения (случай 5-5, рис. 22). Возмущение формируется на $x/r_d \sim 90$ к $t/T_{oe} \sim 0,77 - 1$. Параллельно оно укрупняется, достигая максимального укрупнения и максимума $n_m(t)$ в $t/T_{oe} \sim 1,5$ (случай 5-4), $t/T_{oe} \sim 1,25$ (случай 5-5, рис. 17), и начинает опрокидываться. Развитие опрокидывания в случае 5-5 хорошо видно на рис. 22 в $t/T_{oe} \sim 1 - 3$.

Параллельно с этим идет конверсия, которая приводит к локализации поля, и наблюдается обострение $\tilde{v}_e(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ (рис. 22 $t/T_{oe} = 0,27; 0,52$), обусловленное электронной нелинейностью ("кинетический" эффект). В $t/T_{oe} \sim 0,7 - 1$ начинается захват позитронов и электронов гармониками конверсии $N = 2$, а позже в случае 5-4 гармониками $N > 2$ и $N \geq |-2|$, а в случае 5-5 гармониками $N > 2$ и основной волной $N = 1$, а также $N \geq |-2|$ (рис. 22 $t/T_{oe} \sim 1,5 - 3$). Сильная стохастическая неустойчивость движения электронов и позитронов в районе областей захвата гармоник $N \geq 2$ и $N \geq |-2|$ в случае 5-4 и $N \geq 1$ и $N \geq |-2|$ в случае 5-5 приводит к размещиванию частиц на фазовой плоскости (рис. 22 $t/T_{oe} \sim 3 - 10$) и формированию хвостов функции распределения. Анализ функций распределения показывает, что в этих случаях подобно случаям 4-3, 4-4, основная часть энергии поглощается хвостами ускоренных частиц (в случае 5-5 ~ 80%), меньшая часть энергии идет на нагрев (в случае 5-5 ~ 20%). Сходство случаев серий 4 и 5 обусловлено тем, что основную роль здесь играет не опрокидывание возмущения, как в серии 3, а электронная нелинейность — обострение $\tilde{v}_{e,p}(x)$ и последующий захват частиц.

В численных экспериментах серии 5 задается $e^+ - e^-$ плазма с равными температурами электронов и позитронов $T_e/T_p = 1$. Рассматривается также несколько случаев серии 6, в которой задается плазма с той же T_e и малой $T_p - T_e/T_p = 30$ (табл. 3). Найдено, что развитие начального возмущения в плазме с $T_e/T_p = 30$ отличается от плазмы с $T_e/T_p = 1$ только деталями. Так, в случае 6-1 с начальными параметрами случая 5-1 в результате модуляционной неустойчивости, так же как в

случае 5-1, формируются солитоны. В случае 6-2 с начальными параметрами случая 5-2 модуляционная неустойчивость приводит к коллапсу. Основным отличием случая 6-2 является то, что в захвате и стохастической неустойчивости участвуют только электроны, имеющие большую начальную температуру, чем позитроны. В случае 6-3, аналогичном случаю 5-5, определяющую роль играет электронная нелинейность и захват. В этом случае также захватываются почти исключительно электроны, так что скорость затухания и детали развития захвата и стохастической неустойчивости несколько отличаются от случая 5-5. Однако механизм развития остается тем же, что и при $T_e/T_p = 1$. Во всех случаях не меняется и характер формирования и опрокидывания квазинейтрального возмущения.

Таким образом, при всех рассмотренных типах возмущений — $(\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x))$ и $(\tilde{n}_p(x), \tilde{v}_p(x))$ со сдвигом фазы $\Delta x/\lambda = 0,05$ (серия 3), $\Delta x/\lambda = 0,3$ (серия 4) или только $(\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x))$ (серия 5) — возбуждается бегущая ленгмюровская волна и формируется квазинейтральное возмущение $(\tilde{n}_{e,p}(x), \tilde{v}_{e,p}(x))$. С ростом $\Delta x/\lambda$ амплитуда волны растет, а амплитуда возмущения падает, так что в серии 3 определяющую роль играет возмущение, а в сериях 4 и 5 — ленгмюровская волна. С течением времени возмущение укрупняется и опрокидывается, причем скорость этого процесса растет с ростом начального возмущения.

Конверсия ленгмюровской волны на квазинейтральном возмущении плотности приводит к генерации гармоник $k_N = k_e \pm \beta k_n$, $\beta = 1, 2, 3, \dots$. На начальной стадии конверсия проявляется в локализации электрического поля, в результате чего начинает развиваться модуляционная неустойчивость. Полная картина развития определяется сравнительной скоростью конверсии, модуляционной неустойчивости, захвата частиц гармониками и опрокидывания квазинейтрального возмущения. В серии 3, где амплитуда возмущения $(\tilde{n}_{e,p}(x), \tilde{v}_{e,p}(x))$ велика, а амплитуда ленгмюровской волны сравнительно мала, определяющую роль играет конверсия и опрокидывание квазинейтрального возмущения. Модуляционная неустойчивость играет роль только при малых начальных амплитудах, когда скорость конверсии мала и модуляционная неустойчивость успевает развиваться прежде чем заметная энергия перекачается в коротковолновые гармоники. В сериях 4 и 5, где амплитуда ленгмюровской волны сравнительно велика, а $(\tilde{n}_{e,p}, \tilde{v}_{e,p})$ невелико, скорость конверсии также невелика, так что она только задает начальное возмущение поля — локализацию, а основную роль играет модуляционная неустойчивость. При малых начальных амплитудах модуляционная неустойчивость при-

водит к формированию квазистационарных ленгмюровских солитонов, при больших — к коллапсу, который завершается захватом электронов и позитронов гармониками волны и развитием сильной стохастической неустойчивости движения этих частиц.

При дальнейшем увеличении амплитуды в серии 3 определяющую роль играет опрокидывание квазинейтрального возмущения, развитие многопоточкового движения и захват частиц. В сериях 4 и 5 основную роль играет электронная нелинейность (“кинетический” эффект) — обострение $(\tilde{v}_{e,p}(x))$ при взаимодействии частиц с гармониками и основной волной и захват ими электронов и позитронов. Конечная стадия во всех случаях определяется сильной стохастической неустойчивостью движения частиц.

Ранее было показано, что при задании ленгмюровской волны возмущениями $(\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x))$ и $(\tilde{n}_p(x), \tilde{v}_p(x))$ со сдвигом фазы $\Delta x = \lambda/2$ (серия 2) квазинейтральное возмущение не образуется, возбуждается только бегущая волна [3]. В этой серии на начальной стадии никогда не наблюдается модуляционная неустойчивость, определяющую роль играет самоконверсия волны. Самоконверсия в некотором смысле является разновидностью конверсии. Действительно, для поля, связанного с возмущением $(\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x))$ является возмущением плотности, а для поля, связанного с $(\tilde{n}_p(x), \tilde{v}_p(x))$, возмущением плотности является $(\tilde{n}_e(x), \tilde{v}_e(x))$. В результате взаимодействия поля с возмущениями генерируются гармоники (прямые и обратные волны) $k_N = k_e \pm \beta k_p$, $k_e = k_p$, $\beta = 2, 4, 6, \dots$, причем самоконверсия не приводит к начальной локализации поля (подробнее см., [3]). Модуляционная неустойчивость в серии 2 проявляется только как вторичный процесс, когда в результате самоконверсии развиваются обратные волны и возникает компонента стоячей волны, которая задает локализацию поля.

Отметим, что самоконверсия бегущей ленгмюровской волны должна проявляться и в настоящей работе, так как это внутреннее свойство ленгмюровской волны в $e^+ - e^-$ плазме. Однако в рассматриваемых здесь случаях гармоники самоконверсии не отличаются от гармоник конверсии и модуляционной неустойчивости, так что выделить этот эффект в настоящей работе не удастся.

Сравнение результатов настоящей работы и исследования развития ленгмюровских волн в однородной $e^+ - e^-$ [2,3] и $e - i$ плазме [5] показывает, что для развития модуляционной неустойчивости необходимо затравочное возмущение (локализация) поля. Действительно, модуляционная неустойчивость играет определенную роль в серии 1, где задается стоячая волна и поле локализовано с самого начала [2]. Напротив, в серии

2, где нет начального возмущения поля, модуляционная неустойчивость не развивается [3]. В серии 2 она начинает играть роль, когда поле локализуется в результате появления компоненты стоячей волны из-за самоконверсии [3]. В сериях 3÷6, рассмотренных в настоящей работе, модуляционная неустойчивость развивается в результате локализации поля из-за конверсии ленгмюровской волны на возмущении плотности. Такая же картина должна наблюдаться, если возмущение плотности задано независимо. Наблюдается модуляционная неустойчивость и при развитии ленгмюровской волны, заданной возмущением $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$, в $e-i$ плазме [5]. В этом случае поле ленгмюровской волны возмущает ионы, что приводит к появлению возмущения плотности $\tilde{n}_i(x)$. На этом возмущении идет конверсия, что приводит к локализации поля, т.е. создает начальные условия для модуляционной неустойчивости.

Литература

1. Бучельникова Н.С., Маточкин Е.П. Начальные возмущения и ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме. Препринт ИЯФ СО РАН 92-16, 1992.
2. Бучельникова Н.С., Маточкин Е.П. Ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме. I. Стоячие волны. Препринт ИЯФ СО РАН 92-26, 1992.
3. Бучельникова Н.С., Маточкин Е.П. Ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме. II. Бегущие волны. Препринт ИЯФ СО РАН 92-27, 1992.
4. Tsytovich V., Wharton C.B. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion, 4, 101, 1978.
5. Бучельникова Н.С., Маточкин Е.П. Физика плазмы 7, 383, 1981.
6. Kaw P.K., Lin A.T., Dawson J.M. Phys. Fluids, 16, 1967, 1973.
7. Buchelnikova N.S., Matochkin E.P. Physica Scripta, 24, 566, 1981.
8. Buchelnikova N.S., Matochkin E.P. Phys. Letters 112A, 330, 1985; Бучельникова Н.С., Маточкин Е.П. Ленгмюровские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. I, II. Препринты ИЯФ СО АН СССР 84-149, 1984; 84-150, 1984.

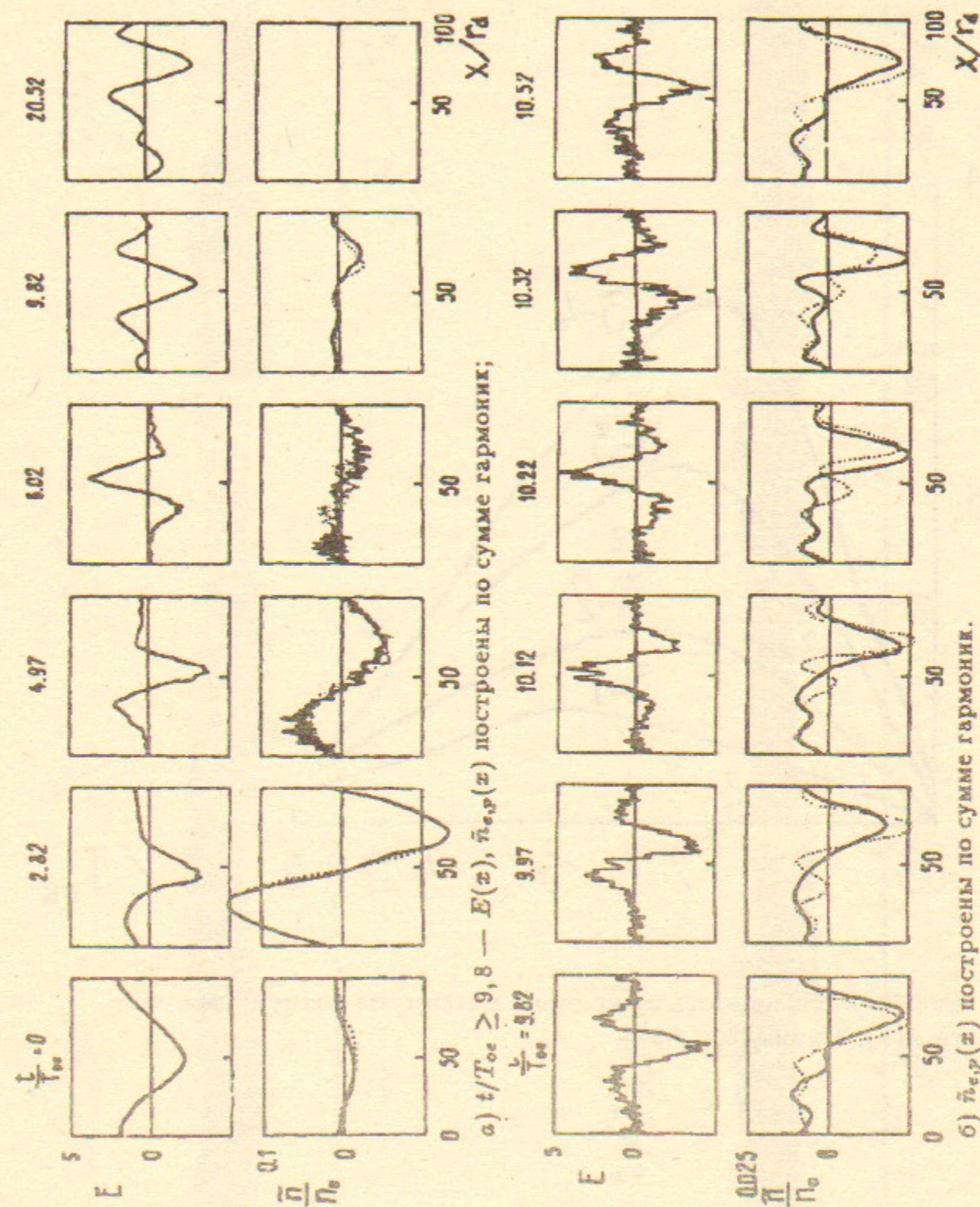


Рис. 1. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. Случай 3-1.

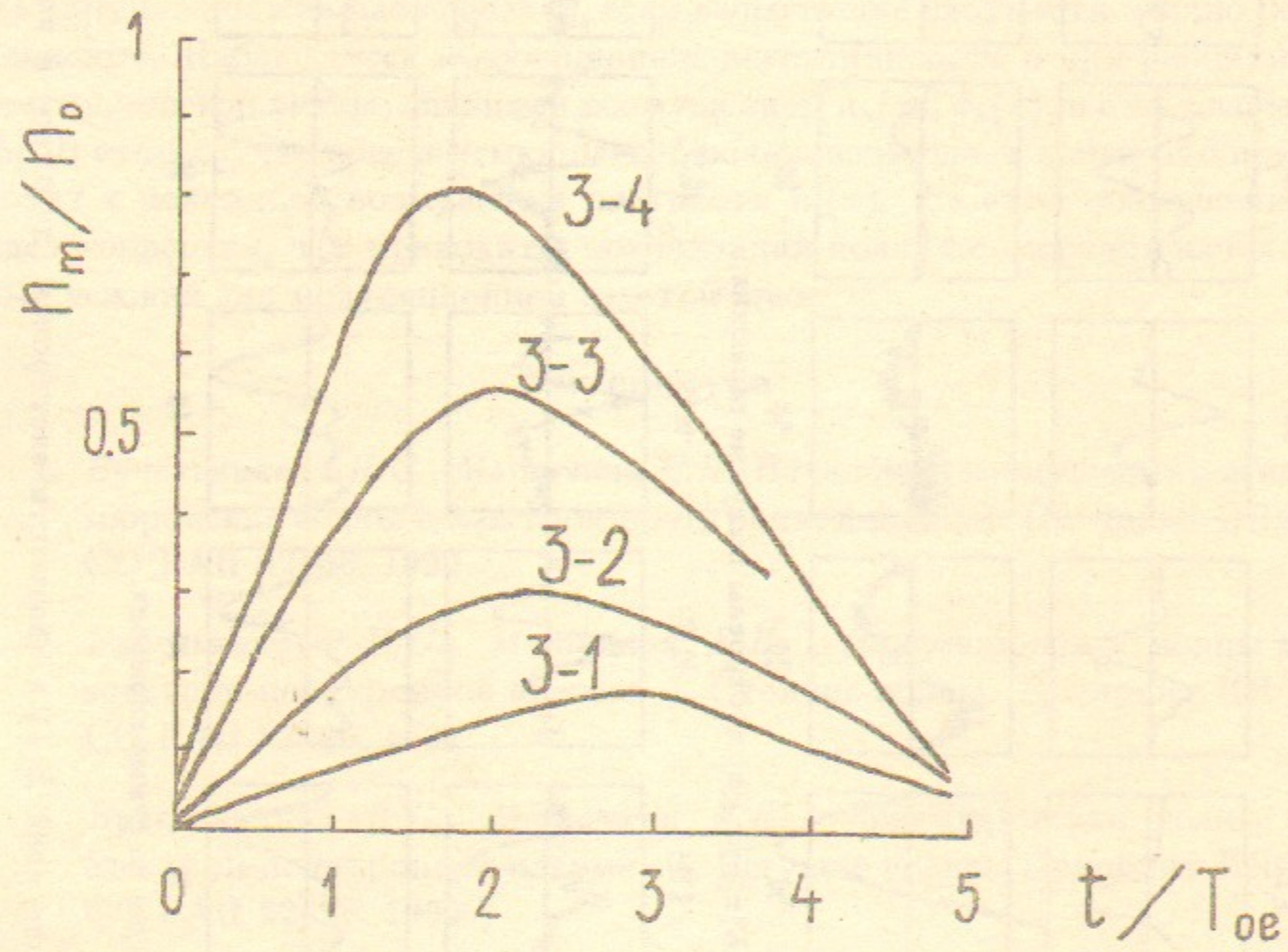


Рис. 2. Зависимость от времени максимума возмущения плотности $\tilde{n}(z)$. Случай 3-1÷3-4.

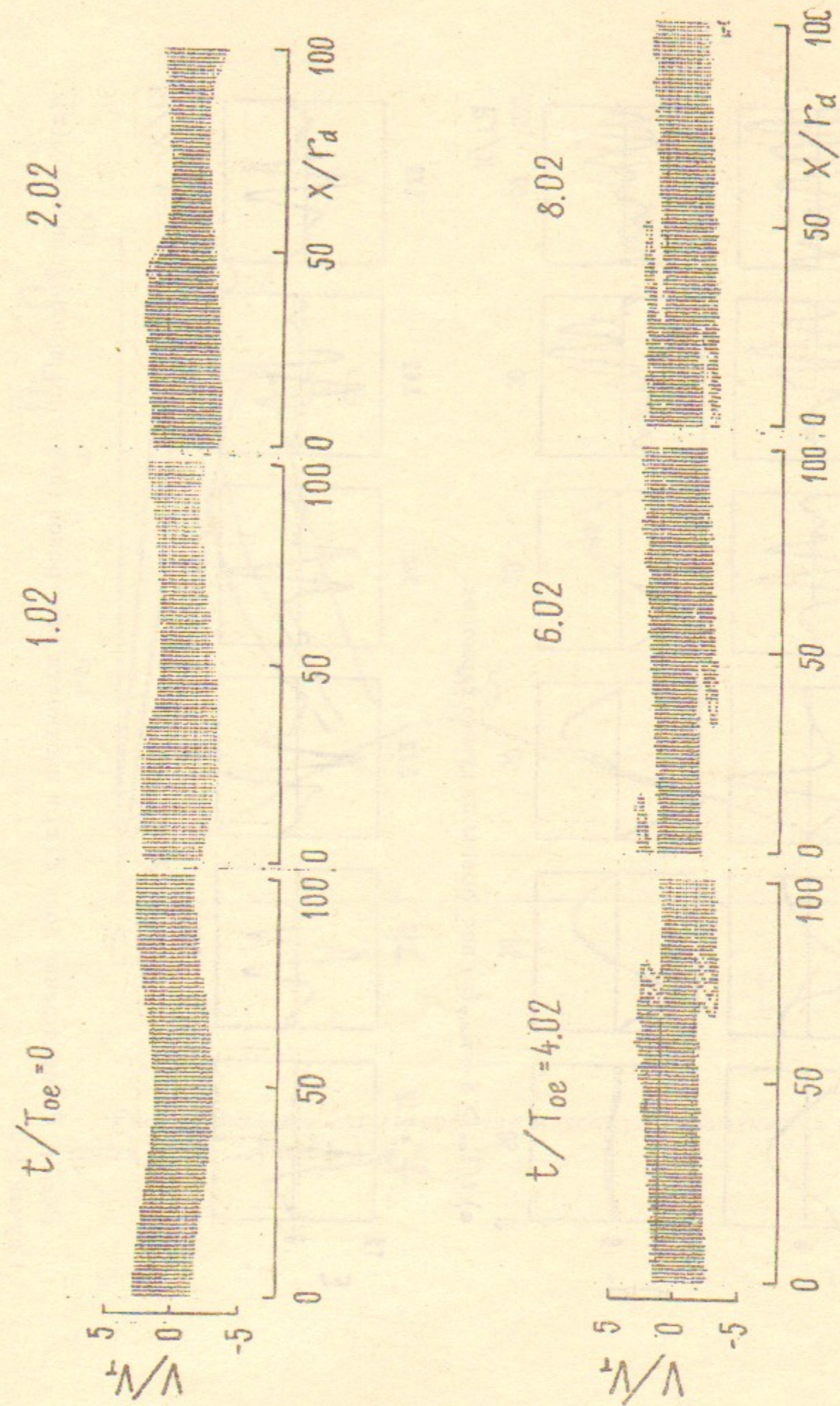


Рис. 3. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3-3.

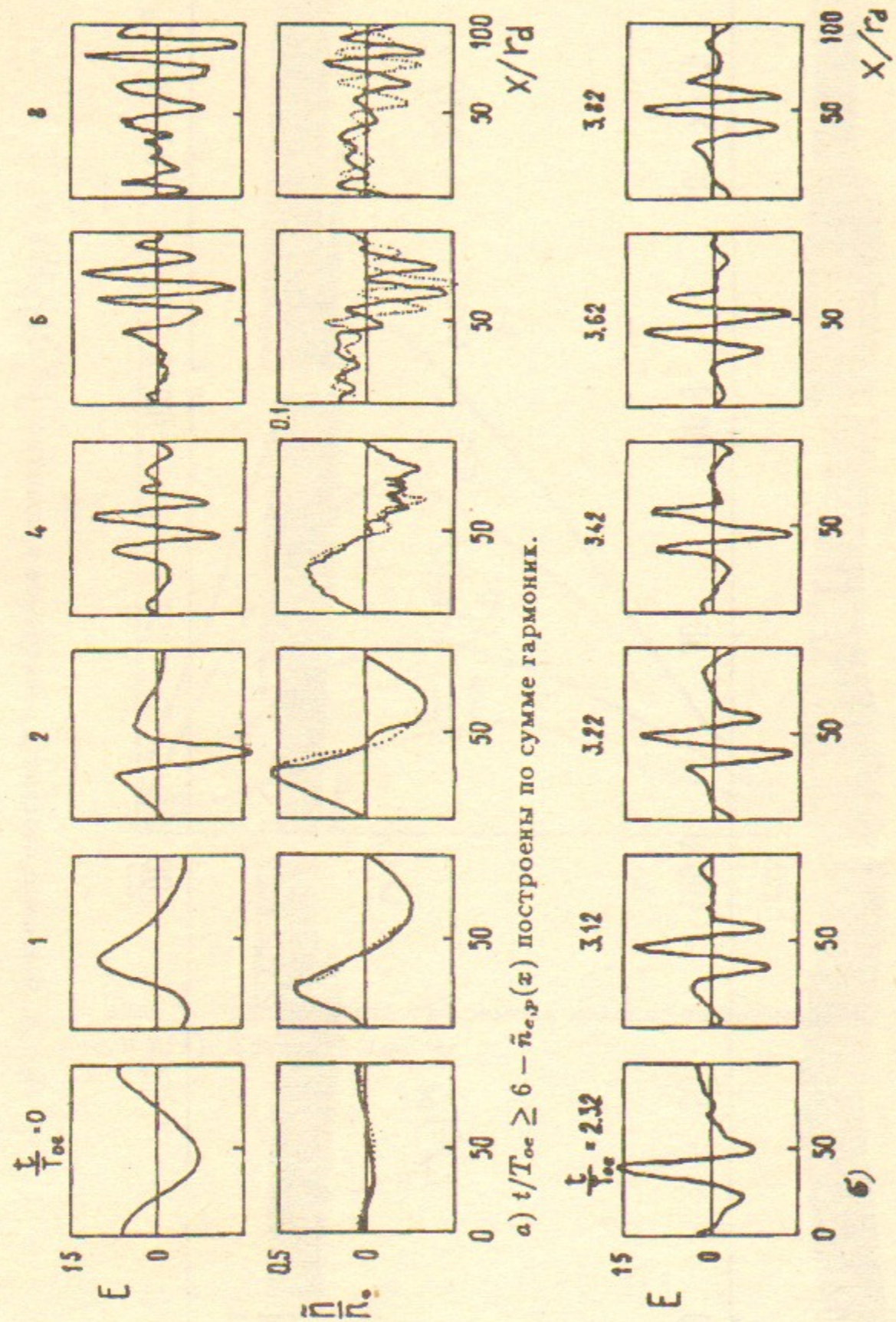


Рис. 4. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
(лучай 3-3;

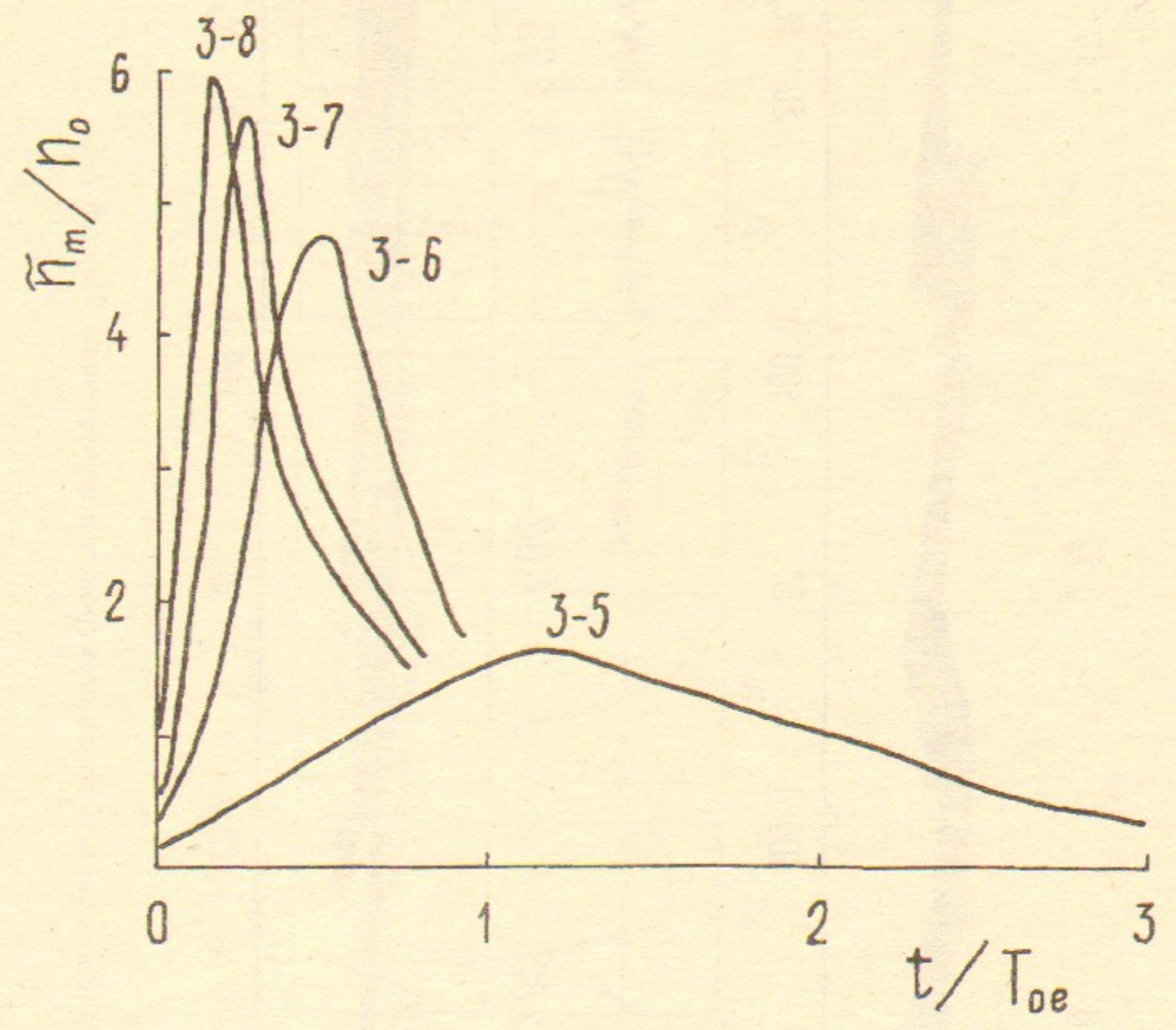


Рис. 5. Зависимость от времени максимума возмущения плотности $\tilde{n}(x)$. Случай 3-5÷3-8.

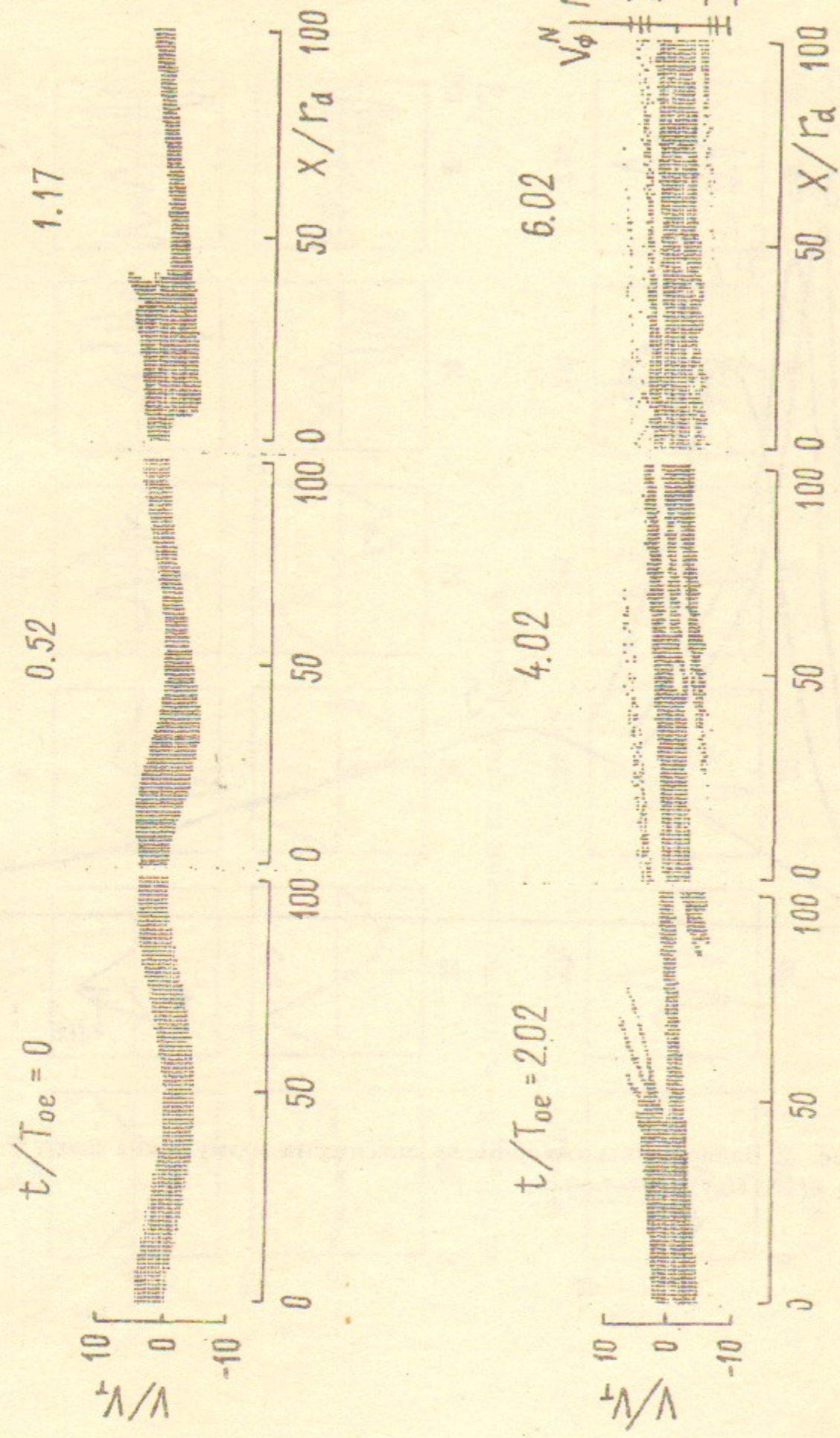


Рис. 6. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3-5.

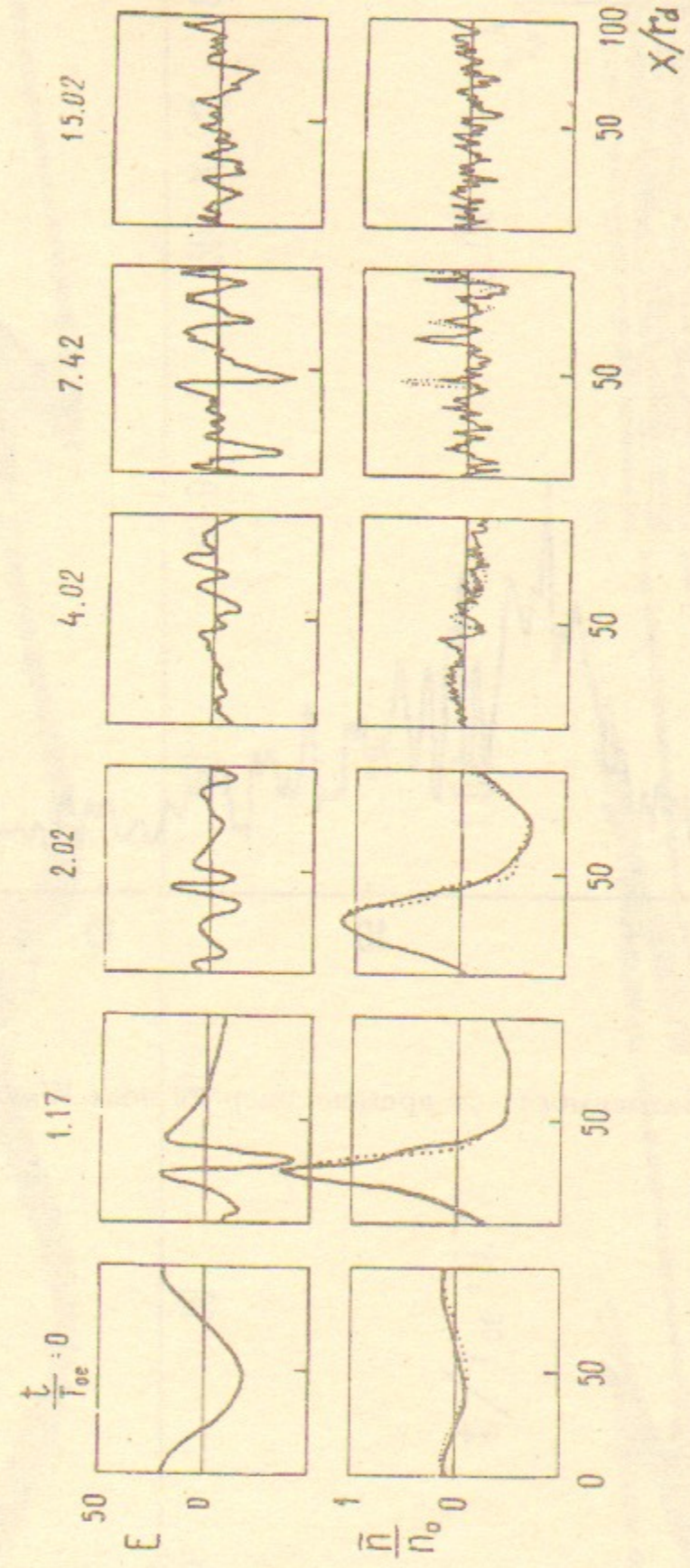


Рис. 7. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\bar{n}_{e,p}(x)$. Случай 3-5.

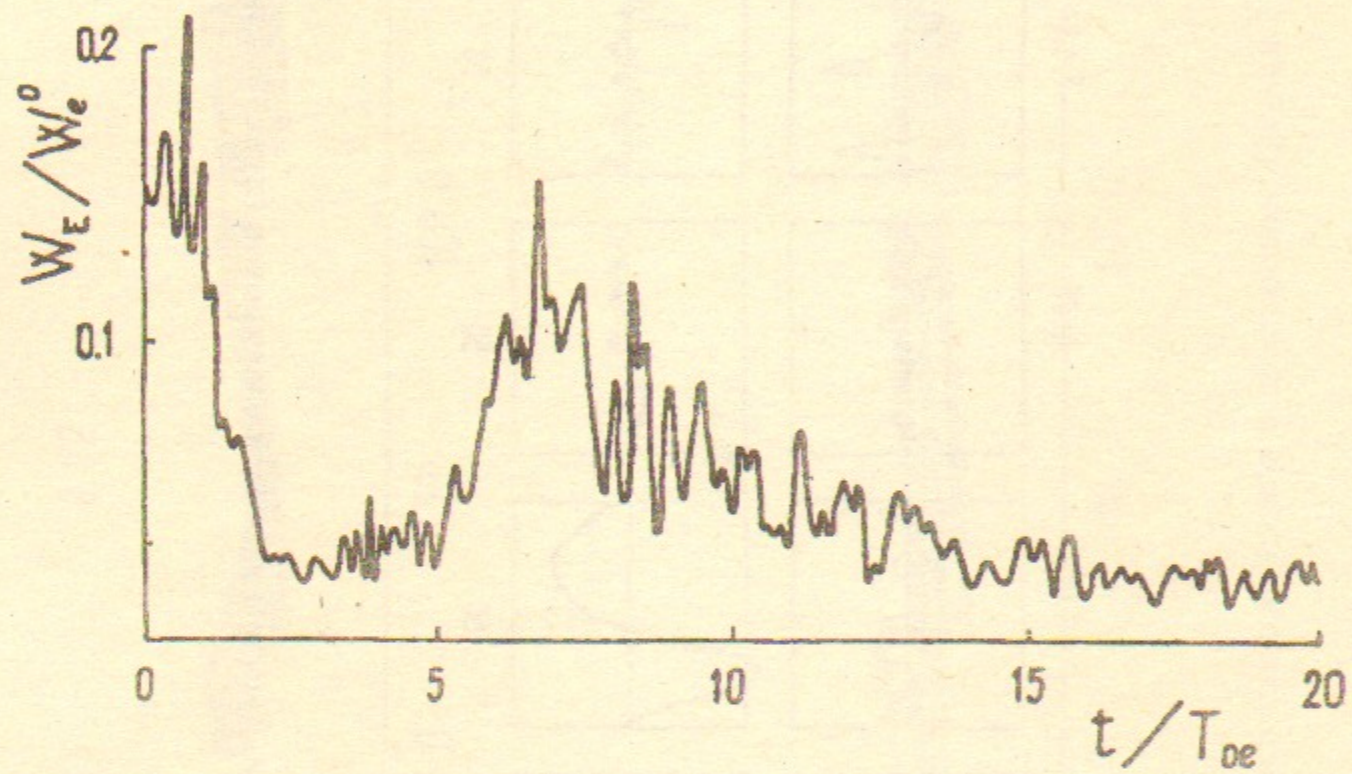


Рис. 8. Зависимость от времени энергии поля W_E/W_e^0 .
Случай 3-5.

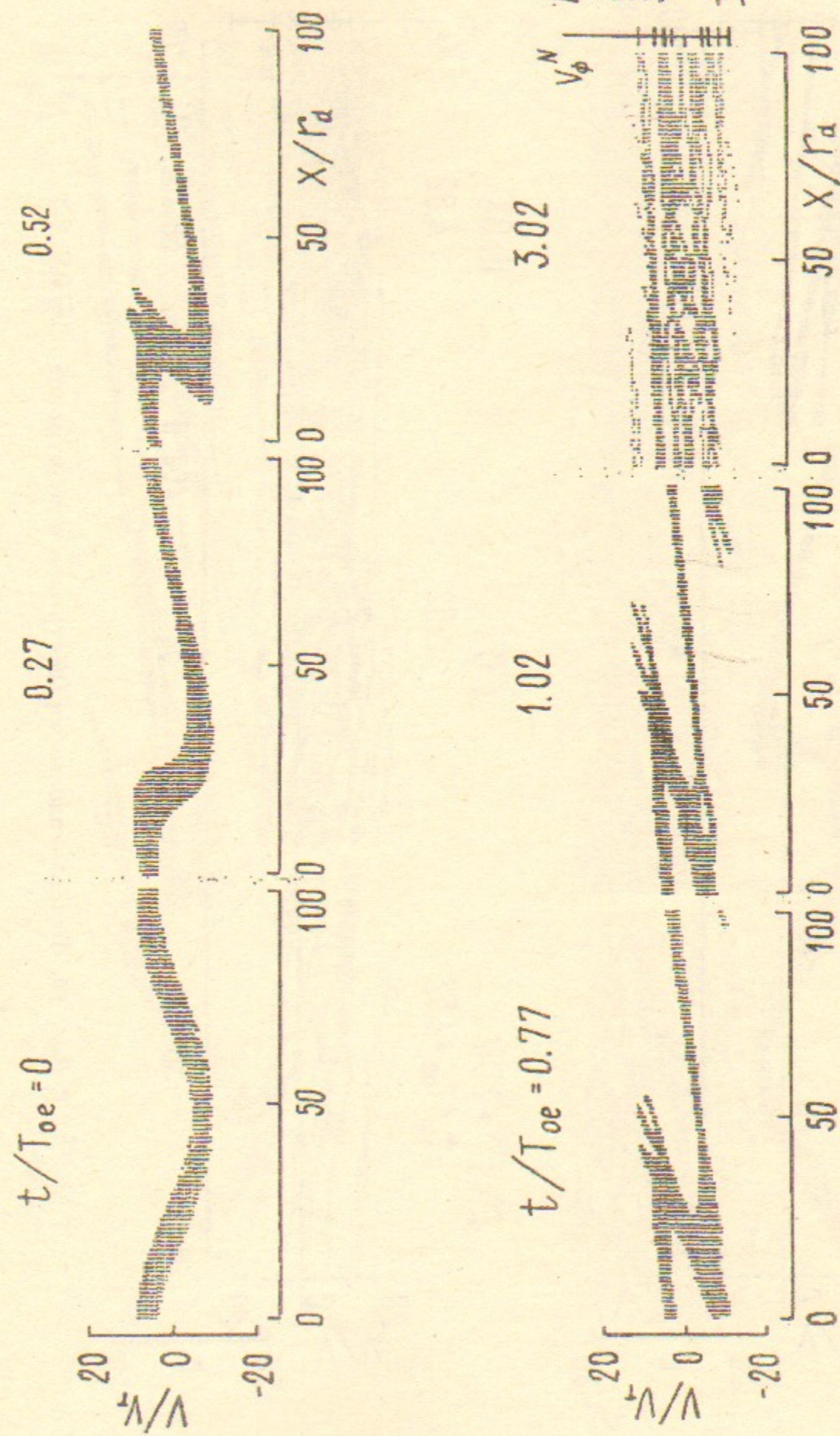


Рис. 9. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3-6.

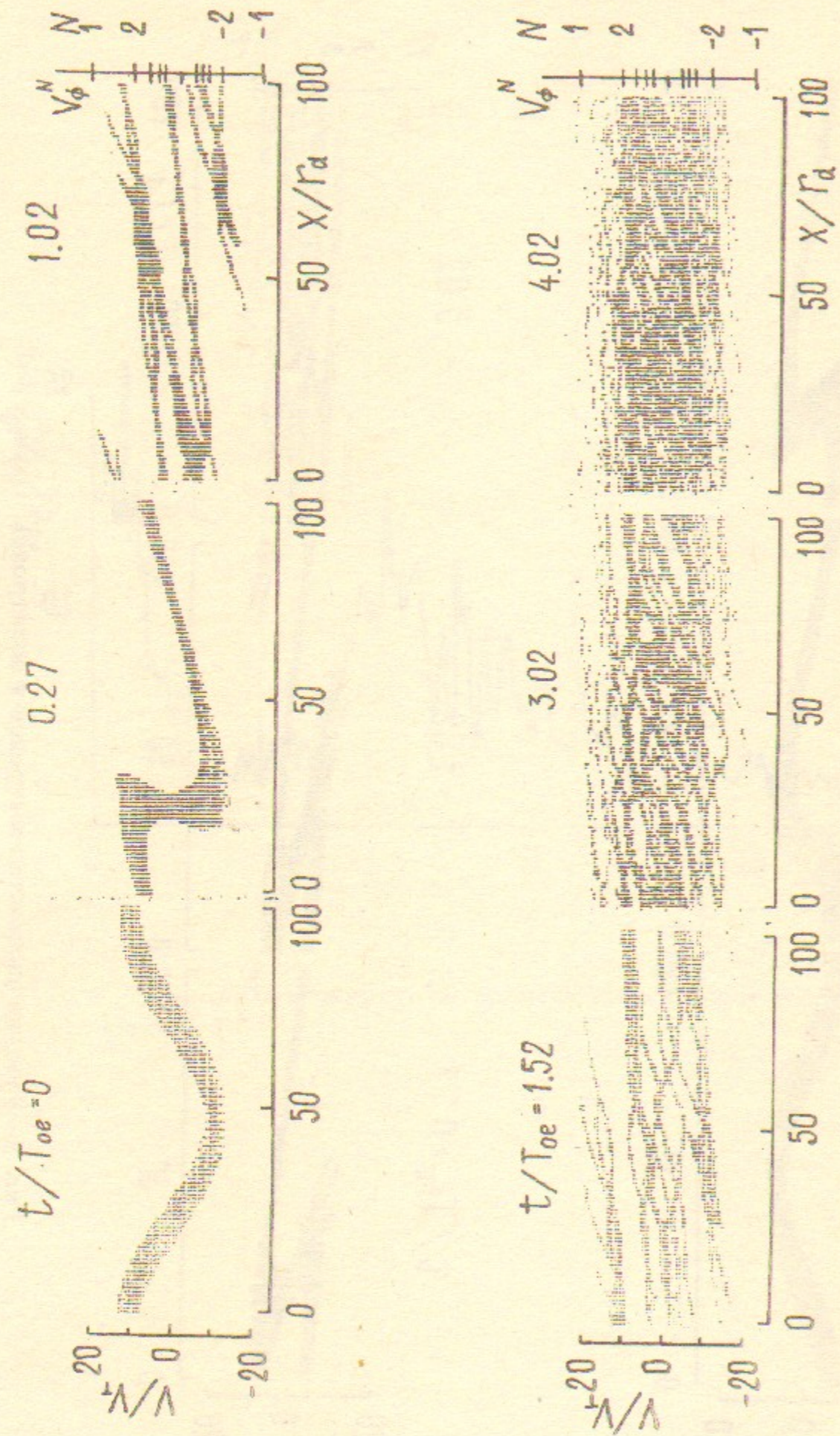


Рис. 10. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3-7.



Рис. 11. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 3-8.

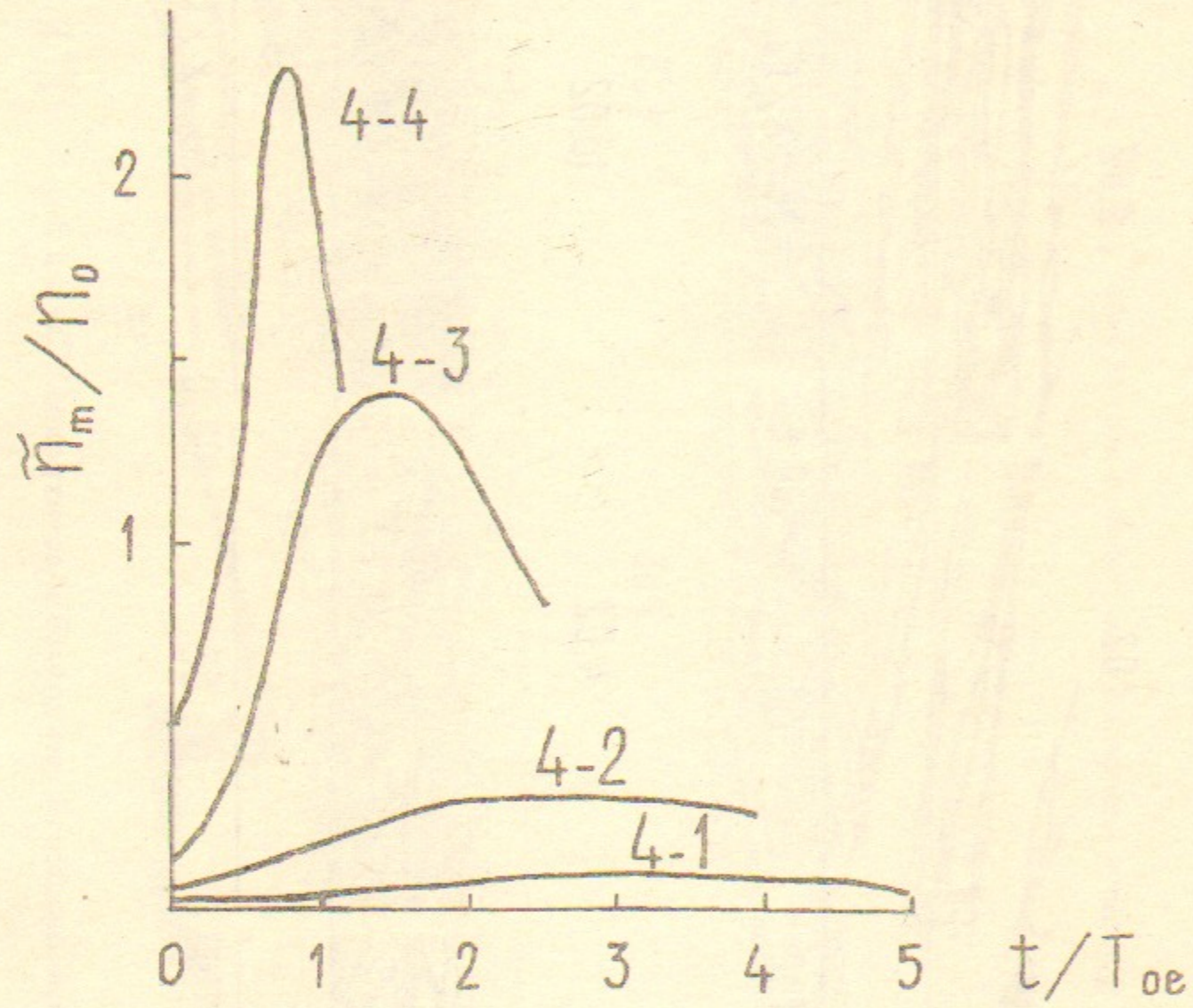


Рис. 12. Зависимость от времени максимума возмущения плотности $\tilde{n}(z)$. Случай 4-1÷4-4.

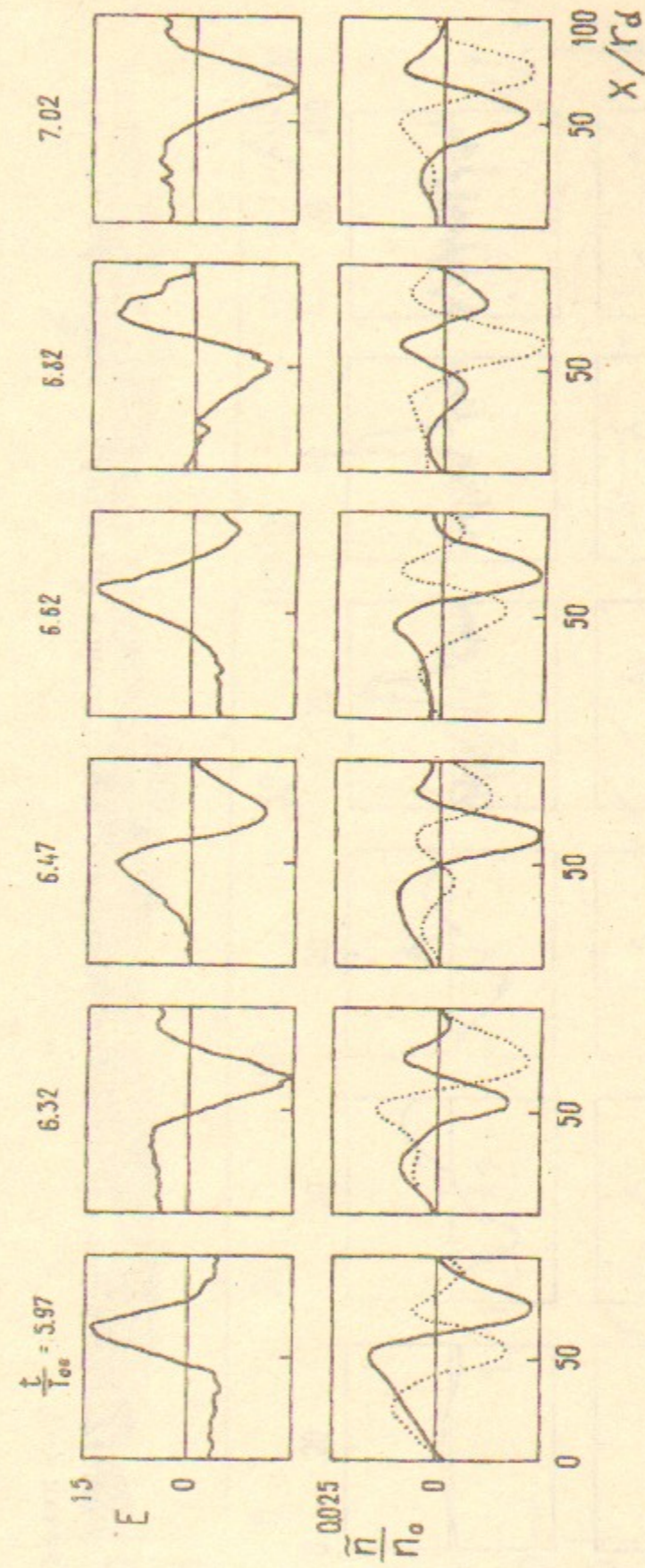


Рис. 13. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. Случай 4-1. $\tilde{n}_{e,p}(x)$ построены по сумме гармоник.

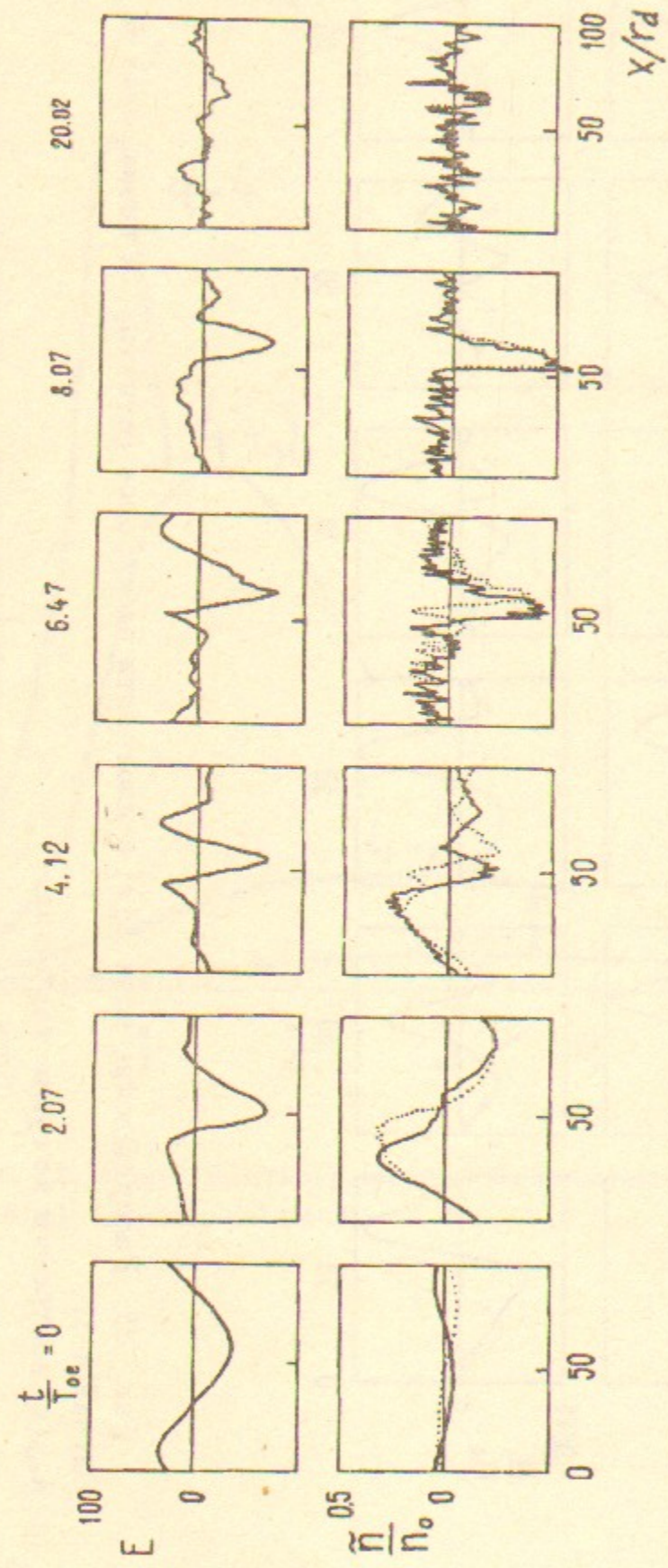


Рис. 14. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
Случай 4-2.



Рис. 15. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 4-3.

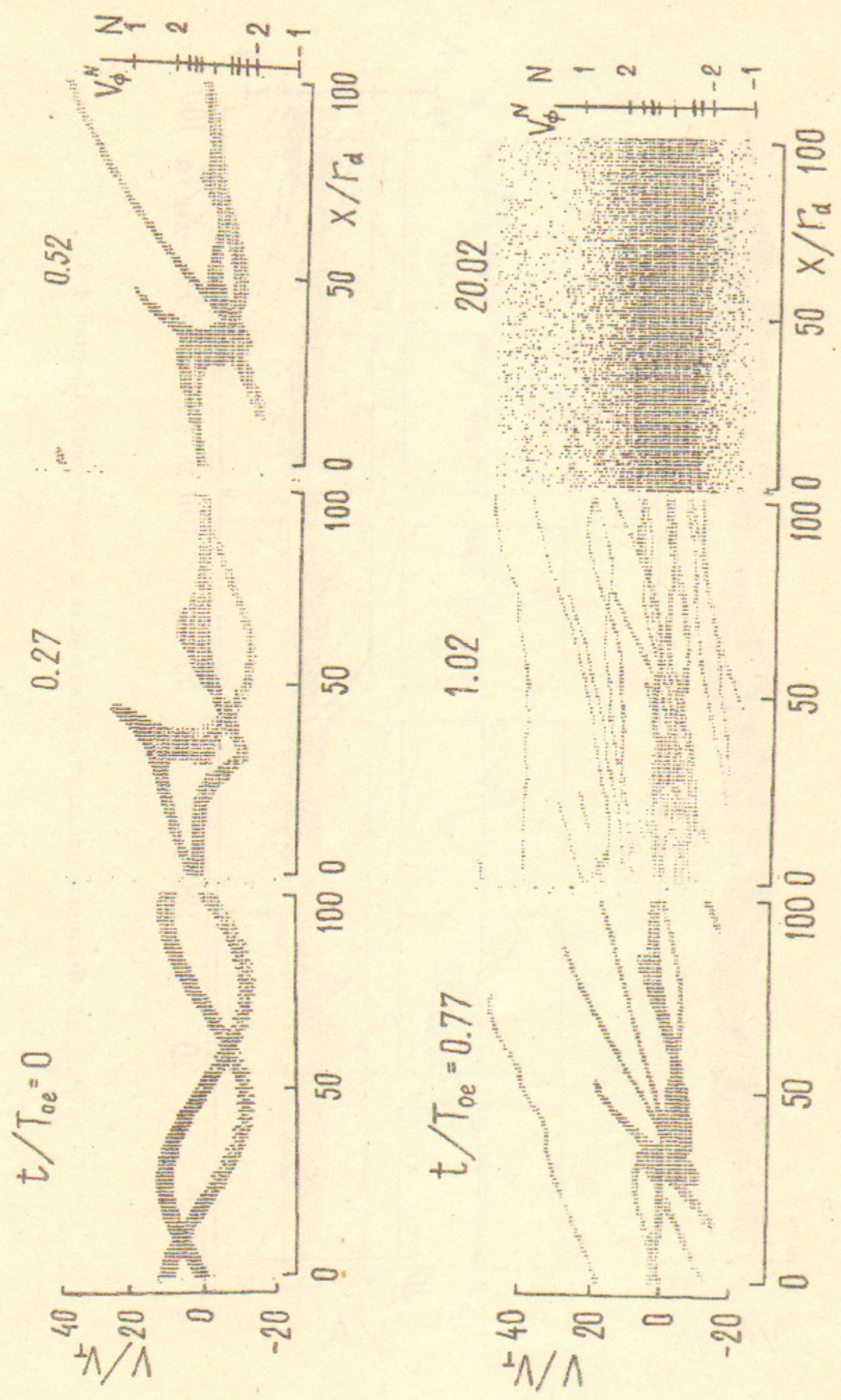


Рис. 16. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 4-4.

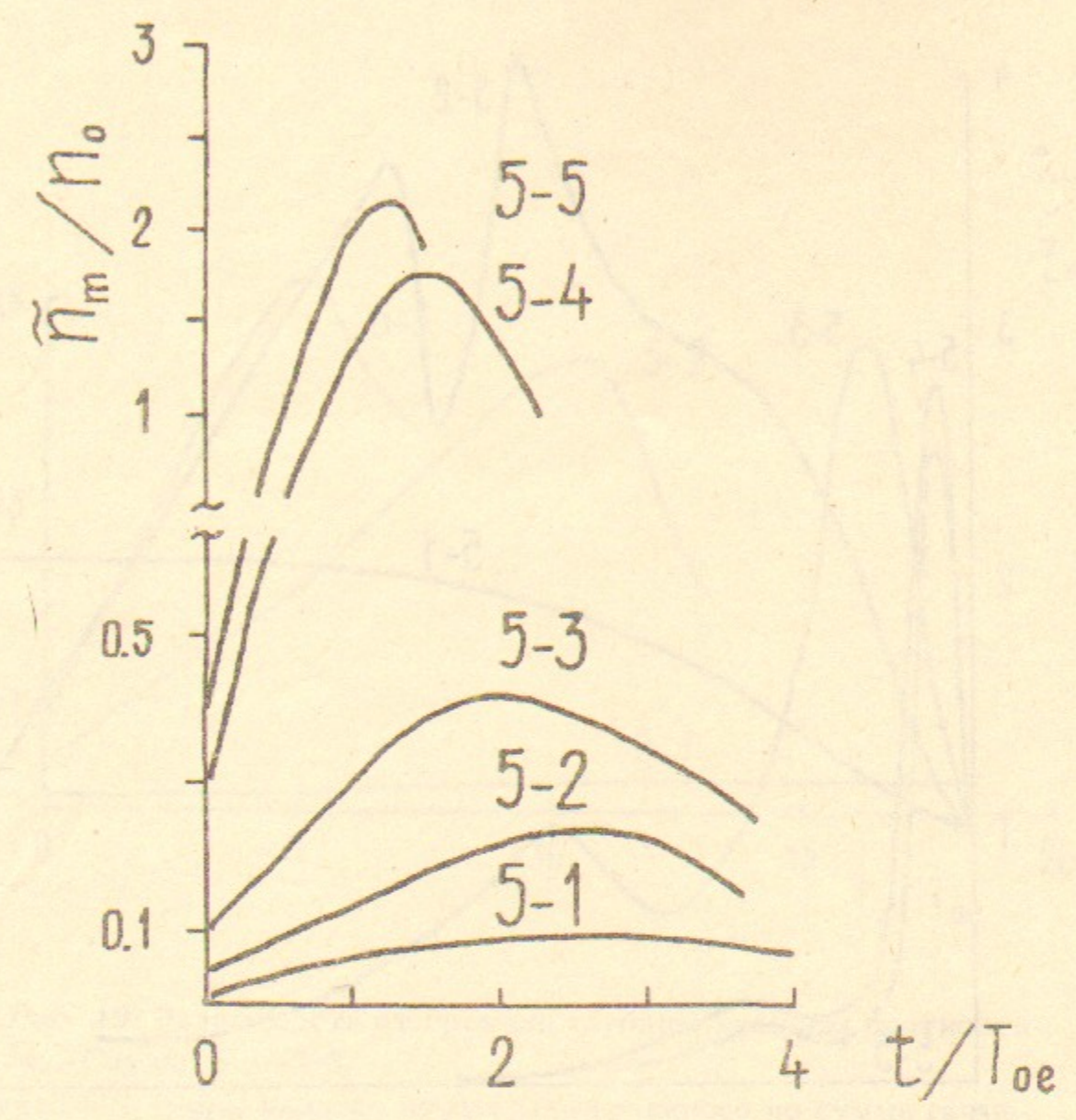


Рис. 17. Зависимость от времени максимума возмущения плотности $\tilde{n}(x)$. Случай 5-1÷5-5.

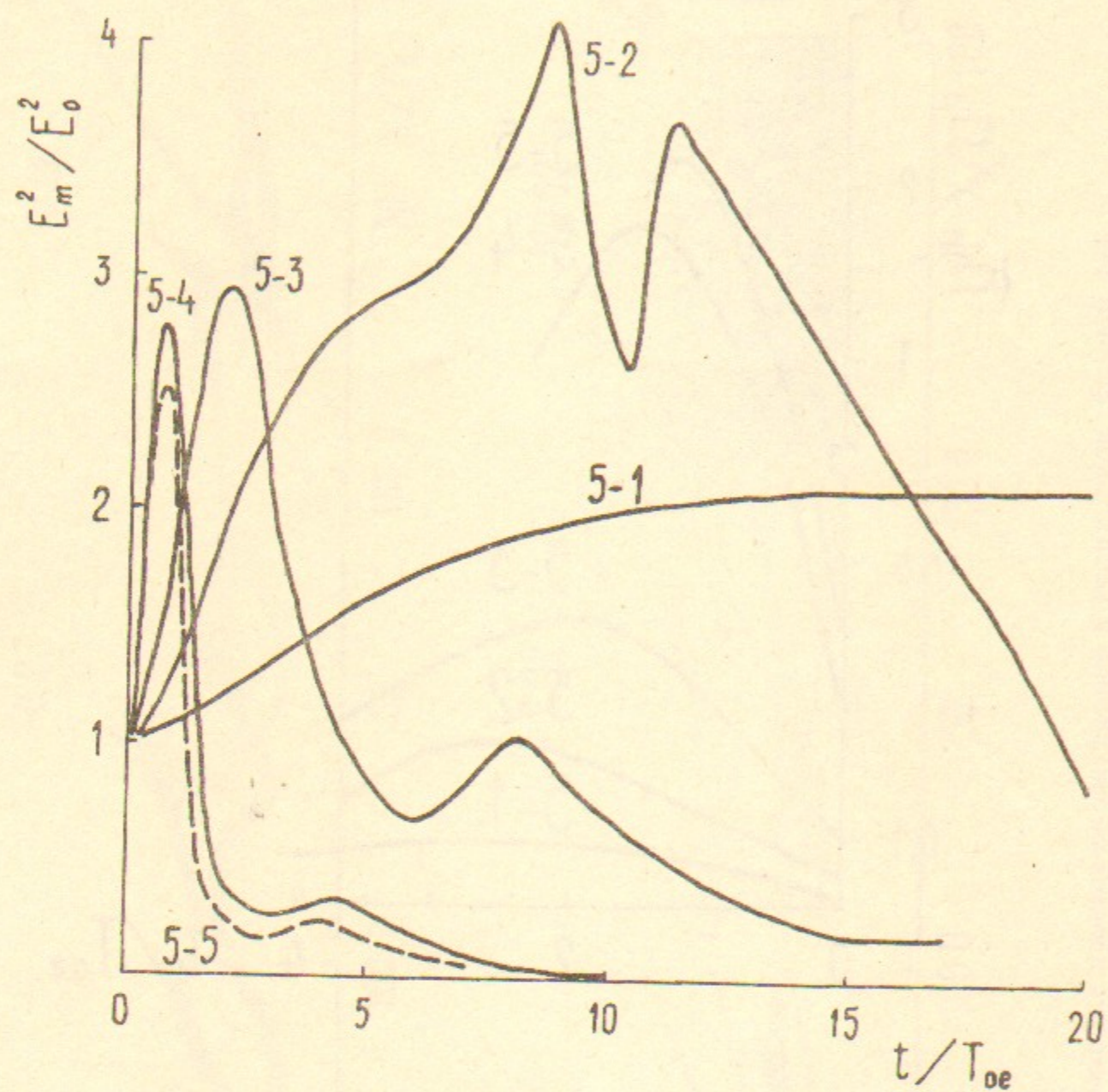


Рис. 18. Зависимость от времени максимальной плотности энергии поля E_m^2/E_0^2 . Случай 5-1÷5-5. Случай 5-1 — E_m найдено из $E(x)$, построенного по сумме гармоник.

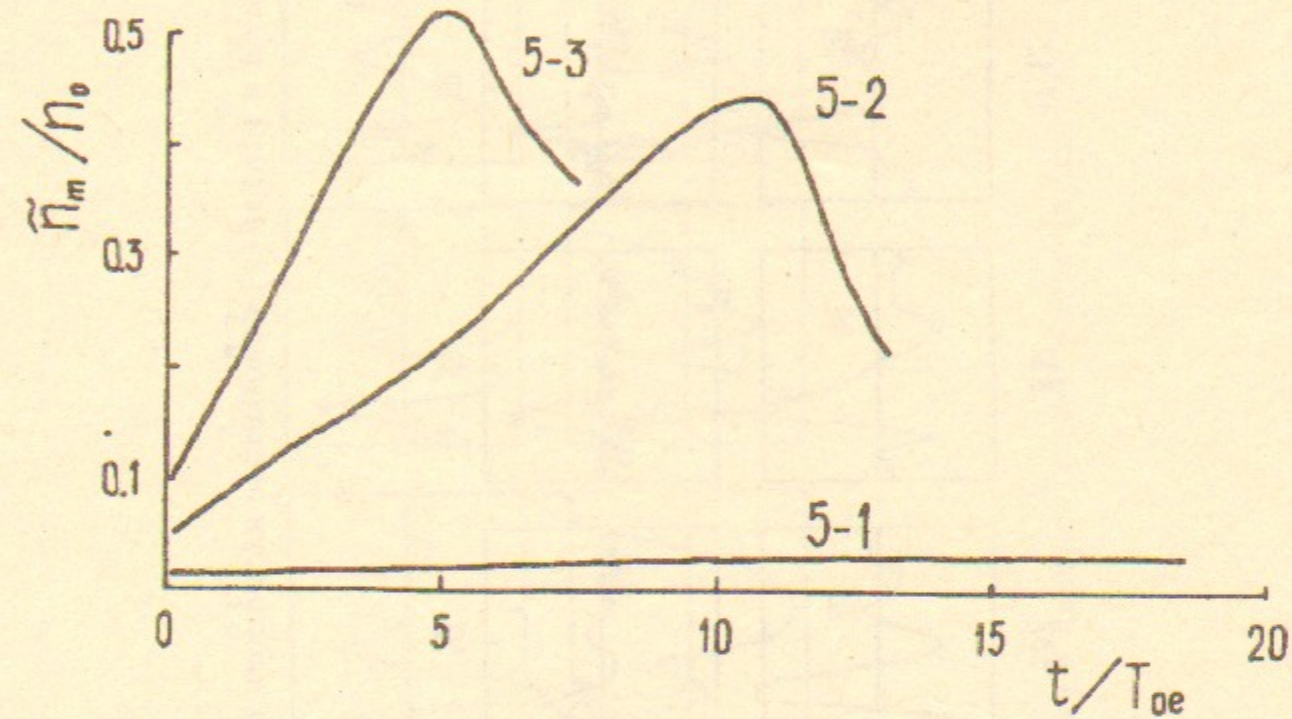


Рис. 19. Зависимость от времени глубины впадины плотности \tilde{n}_m/n_0 . Случай 5-1÷5-3. Случай 5-1 — \tilde{n}_m найдено из $\tilde{n}(x)$ построенного по сумме гармоник.

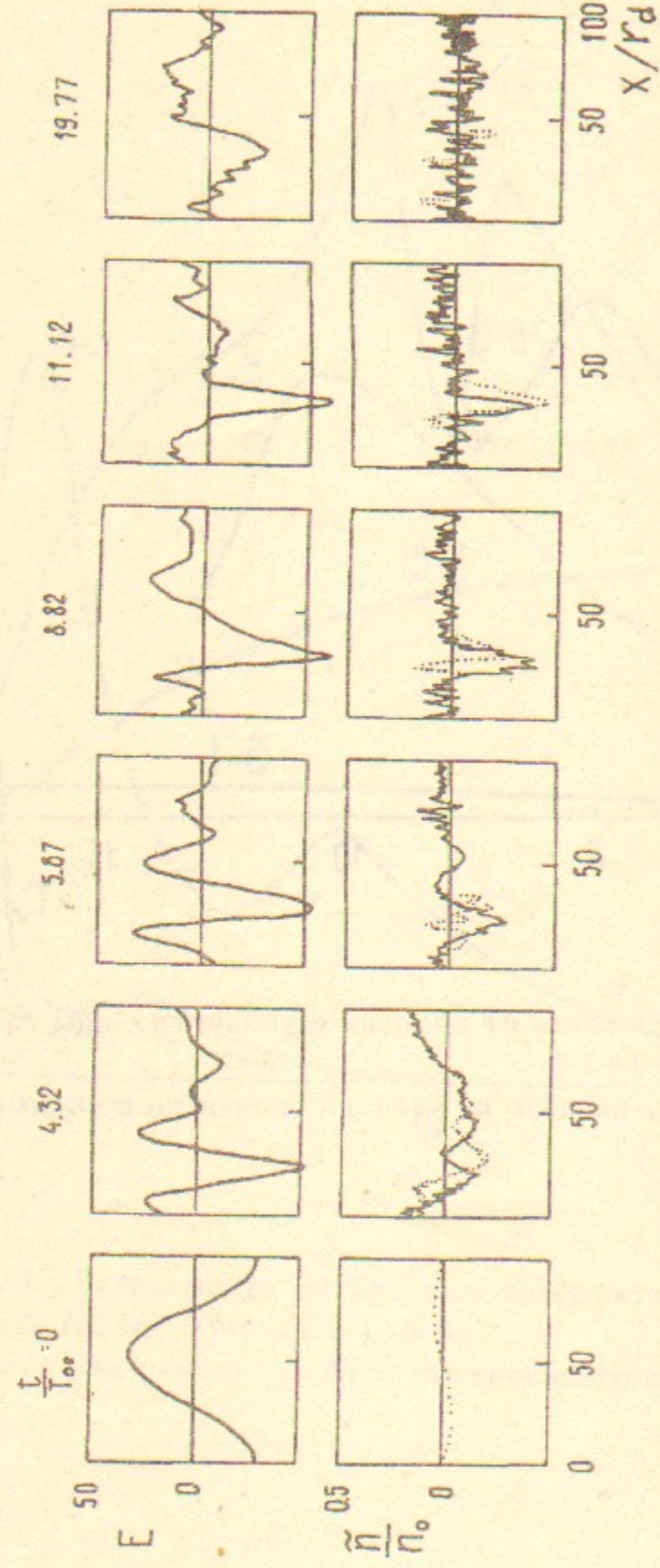


Рис. 20. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
Случай 5-3.

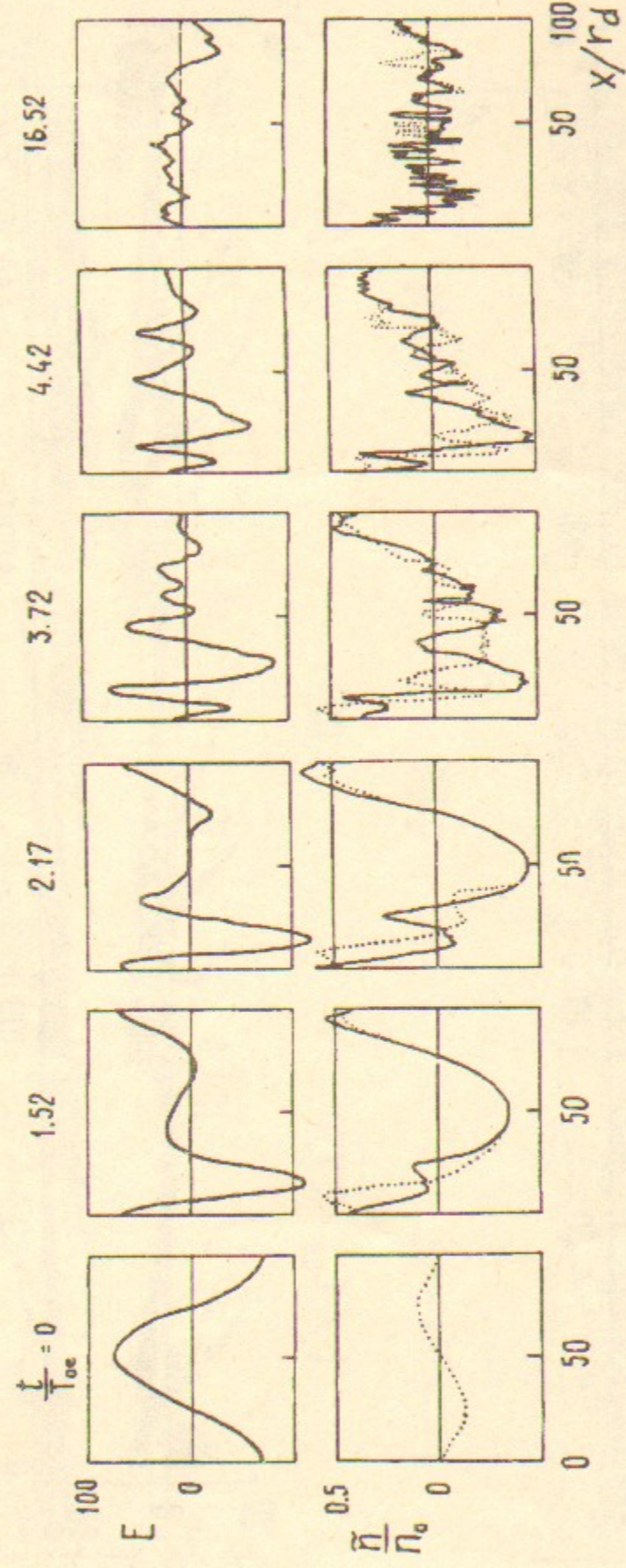


Рис. 21. Распределение поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
Случай 5-4.

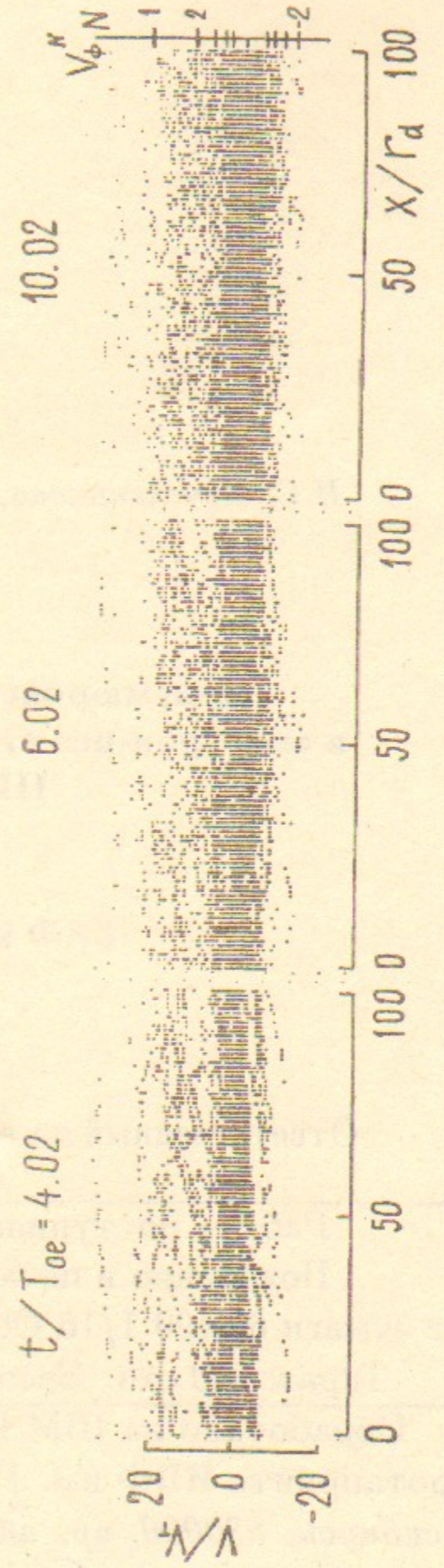
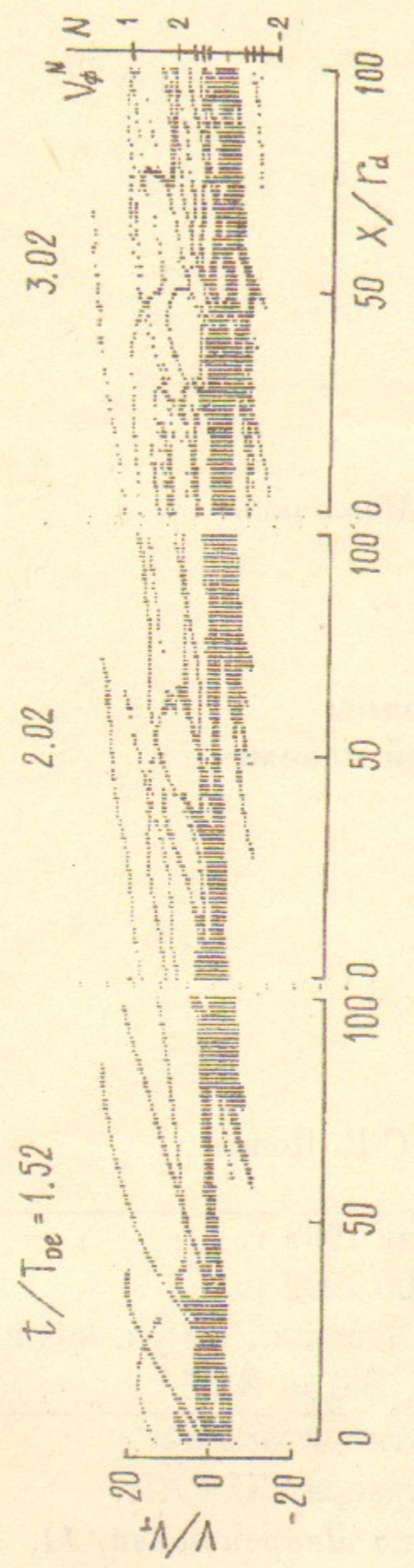
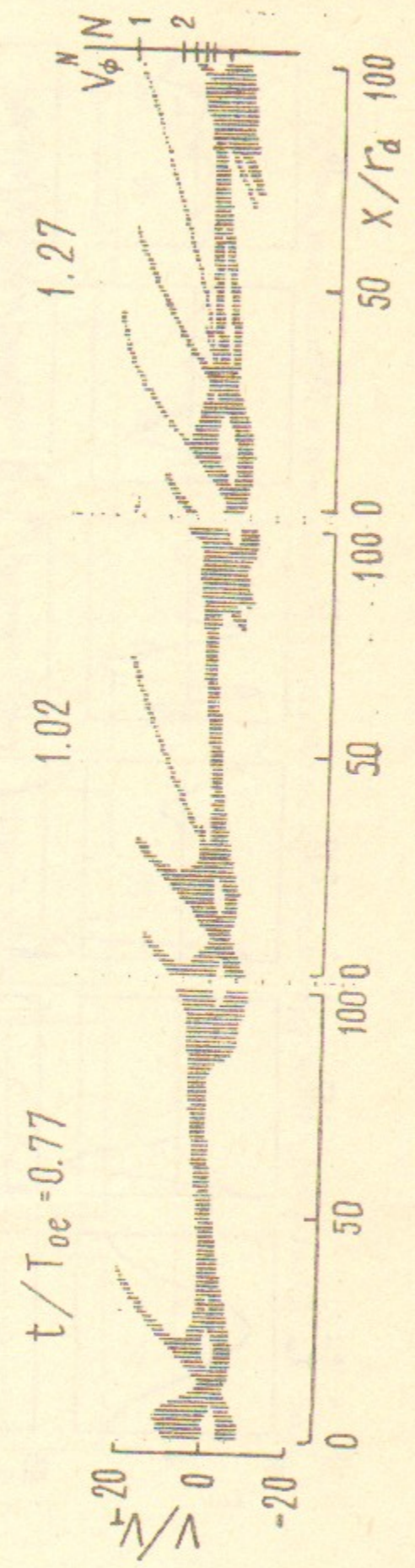
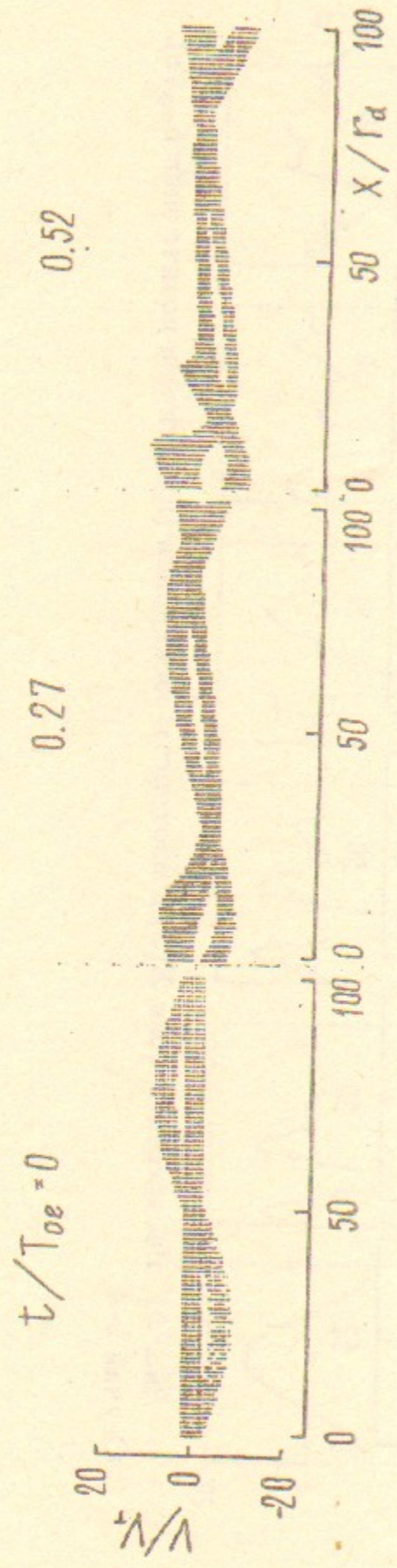


Рис. 22. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 5-5.