

20

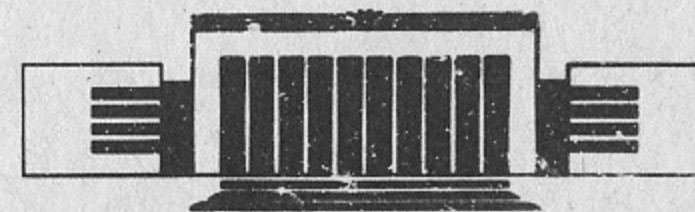
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН



Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ
В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ
I. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ

ПРЕПРИНТ 92-26



НОВОСИБИРСК

Ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме
I. Стоячие волны

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 стоячих ленгмюровских волн с параметрами $E_0^2/8\pi nT \sim 0,05-81$; $\lambda/r_d=100$; $v_\phi/v_T = \pm 22,6$; $N = L/\lambda=1$ в одномерной нерелятивистской электрон-позитронной плазме.

Показано, что при не очень больших начальных амплитудах волны ($E_0^2/8\pi nT < 5 - 10$) определяющую роль играет модуляционная неустойчивость.

Так же как и в электрон-ионной плазме при малых начальных амплитудах она приводит к формированию квазистационарных ленгмюровских солитонов, при средних—к коллапсу. Затухание электрического поля определяется захватом электронов и позитронов и развитием сильной стохастической неустойчивости их движения. При больших начальных амплитудах волны ($E_0^2/8\pi nT > 5 - 10$) определяющую роль играет ее опрокидывание.

Характерной особенностью развития стоячих ленгмюровских волн в электрон-позитронной плазме является то, что после затухания поля в результате коллапса или опрокидывания волны формируются квазистационарные ленгмюровские солитоны.

Электрон-позитронная плазма может рассматриваться как модель плазмы, образованной положительными и отрицательными ионами равной массы.

LANGMUIR WAVES IN THE ELECTRON-POSITRON PLASMA. I. STANDING WAVES

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 evolution of the standing Langmuir waves with the parameters $E_0^2/8\pi nT \sim 0,05-81$; $\lambda/r_d=100$; $v_\phi/v_T = \pm 22,6$; $N = L/\lambda=1$ in the one-dimensional nonrelativistic electron-positron plasma.

If the initial wave amplitudes are not high ($E_0^2/8\pi nT < 5 - 10$) the main role in the evolution of the wave plays the modulational instability. The modulational instability leads to the formation of Langmuir solitons if the initial amplitudes are low or to the collapse, like the instability in the electron-ion plasma. The damping of the electric field is due to the trapping of the electrons and positrons and to the development of the large-scale stochasticity. If the initial wave amplitudes are high ($E_0^2/8\pi nT > 5 - 10$) the main role plays the breaking of the wave.

After the damping of the electric field due to the collapse or the breaking of the wave the quasistationary Langmuir solitons are formed which is typical feature of the evolution of the standing Langmuir waves in the electron-positron plasma.

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

Ранее в численных экспериментах (метод частиц в ячейках) нами исследовалось развитие ленгмюровских волн большой амплитуды бегущих [1-3] и стоячих [4-6] в одномерной нерелятивистской электрон-ионной ($e-i$) плазме. Было показано, что основными процессами при развитии волны являются модуляционная неустойчивость, конверсия волны и ее гармоник на возмущениях плотности, приводящая к генерации гармоник $k_N = k_e \pm \beta k_i$, $\beta=1, 2, 3, \dots$ [7-9], захват электронов гармониками модуляционной неустойчивости и конверсии, стохастическая неустойчивость движения электронов [10-13] и после затухания ленгмюровских волн схлопывание впадин плотности и развитие ионно-звуковой турбулентности [14, 15]. Показано также, что модуляционная неустойчивость при небольшой начальной амплитуде волны приводит к формированию ленгмюровских солитонов, при большой — к коллапсу [1, 5, 6]. При дальнейшем росте начальной амплитуды волны основную роль играет электронная нелинейность — обострение $\tilde{v}(x)$, и захват электронов основной волной [1, 3, 4, 6].

В настоящей работе мы исследуем ленгмюровские волны большой амплитуды $E_0^2/8\pi nT \gg (k_0 r_d)^2$ в одномерной нерелятивистской электрон-позитронной ($e^+ - e^-$)-плазме. Эта плазма может также рассматриваться как модель плазмы отрицательных и положительных ионов ($i^+ - i^-$) равной массы $M_1/M_2=1$.

Электрон-позитронная плазма интенсивно исследуется теоретически в последние годы. Основной интерес вызывает релятивистская $e^+ - e^-$ -плазма в связи с астрофизическими приложениями. Действительно, предполагается, что релятивистская $e^+ - e^-$ -плазма играет существенную роль на ранних стадиях развития Вселенной [16-19], в активных ядрах Галактик [20], в окрестности черных дыр [21], в оболочке сверхно-

вых [22, 23], в атмосфере пульсаров [24–27]. Такая плазма представляет интерес и при исследованиях в электрон-позитронных накопителях [28]. Исследования релятивистской e^+e^- -плазмы начались довольно давно [29, 30], но стали особенно интенсивными с середины 70-х годов [31–38] в связи с работами по изучению пульсаров. Существенный вклад в эти исследования внесен грузинской школой Д.Г. Ломинадзе, Г.З. Мачабели, А.Д. Патарая и др., а также рядом других исследователей (см., например, обзоры [39–42] и цитированную в них литературу, а также работы [43–54]).

Большая литература посвящена исследованиям электрон-дырочной плазмы полупроводников, которая может служить примером нерелятивистской e^+e^- -плазмы (см., например, работы, процитированные в обзорах [55–57], в том числе работы по самоорганизации электрон-дырочной плазмы [58–61], по турбулентности [62, 63]). Нерелятивистская e^+e^- -плазма может также играть существенную роль в экспериментах по инъекции позитронов в слабоионизованную e^-i -плазму [64], в экспериментах по накоплению позитронов в магнитной ловушке [65, 66], в предложенном в работе [34] эксперименте по созданию e^+e^- -плазмы в магнитной ловушке с помощью релятивистского электронного пучка.

В связи с предложенным экспериментом в работе [34] проведен анализ основных свойств e^+e^- -плазмы с учетом релятивизма. Рассмотрены дисперсионные соотношения для ленгмюровских, циклотронных, альфвеновских, электромагнитных волн. Проанализирован ряд нелинейных эффектов — нелинейное затухание Ландау, солитоны, коллапс, нелинейное взаимодействие волн. Рассмотрены также особенности пучковой и дрейфовой неустойчивостей.

Настоящая работа ставит своей целью исследование развития ленгмюровских волн в бесстолкновительной нерелятивистской, незамагниченной электрон-позитронной плазме. Исследование проводится в численном эксперименте (метод частиц в ячейках), эквивалентном кинетическому описанию. Аннигиляция электронов и позитронов, излучение электромагнитных волн не учитываются. Начальные сведения о развитии возмущений плотности и скорости, способах возбуждения и характере ленгмюровских волн в e^+e^- -плазме получены нами в работе [67]. В этой же работе показано, что e^+e^- -плазма может служить моделью плазмы положительных и отрицательных ионов.

Настоящая работа разбита на две части. В первой части исследуются стоячие ленгмюровские волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT \sim 0,05-81$; $v_\phi/v_T = \pm 22,6$, во второй части, называемой далее II, — бегущие ленгмюровские волны с параметрами $E_0^2/8\pi nT \sim 0,04-81$; $v_\phi/v_T = \pm 22,6$.

Пайдено, что в случае стоячих волн, также как и в e^-i -плазме, основную роль играет модуляционная неустойчивость. При небольших начальных амплитудах волны она приводит к формированию ленгмюровских солитонов, при больших начальных амплитудах — к коллапсу. Естественно, что коллапс в e^+e^- -плазме развивается быстрее, чем в e^-i -плазме. Механизм затухания в e^-i - и в e^+e^- -плазме одинаков и связан с захватом электронов или электронов и позитронов гармониками модуляционной неустойчивости и с развитием сильной стохастической неустойчивости движения этих частиц. При дальнейшем увеличении начальной амплитуды волны основную роль начинает играть электронная нелинейность. В e^-i -плазме проявляется “кинетический” эффект — обострение $\tilde{v}(x)$ и захват электронов основной волной. В e^+e^- -плазме основную роль играет “гидродинамический” эффект — укрупнение и опрокидывание волны. Различается и конечная стадия развития волн большой амплитуды после коллапса или опрокидывания. В e^-i -плазме после затухания ленгмюровских волн на краях впадин плотности формируются ударные волны, впадины схлопываются и развивается ионно-звуковая турбулентность. В e^+e^- -плазме на этой стадии формируются ленгмюровские солитоны.

Развитие бегущих волн в e^+e^- -плазме существенно отличается от e^-i -плазмы. Действительно, в e^-i -плазме для волн не слишком большой амплитуды основную роль играет модуляционная неустойчивость, которая приводит к формированию солитонов или к коллапсу. В e^+e^- -плазме основную роль играет самоконверсия волны — процесс, аналогичный конверсии ленгмюровской волны на возмущениях плотности в e^-i -плазме [7, 8]. Действительно, в ленгмюровской волне в e^+e^- -плазме возмущены плотности и электронов $\tilde{n}_e(x)$ и позитронов $\tilde{n}_p(x)$, так что $\tilde{n}_p(x)$ играет роль возмущения плотности для поля связанного с $\tilde{n}_e(x)$ и наоборот. В результате самоконверсия приводит к возбуждению более и более коротковолновых гармоник (прямых и обратных волн) с $k_N = k_e \pm \beta k_p$, $k_e = k_p$. Подробнее этот процесс рассмотрен в работе II. Модуляционная неустойчивость в e^+e^- -плазме проявляется как вторичный процесс, связанный с появлением компоненты стоячей волны. Механизм затухания для бегущих волн тот же, что и для стоячих, и одинаков в e^-i - и e^+e^- -плазме. При больших начальных амплитудах бегущих волн основную роль в e^-i -плазме играет “кинетический” эффект электронной нелинейности, в e^+e^- -плазме одновременно и “кинетический” и “гидродинамический” эффект. Характерной особенностью e^+e^- -плазмы является формирование солитонов после опрокидывания волны.

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 $T_e = T_p$. Из-за ограниченности числа счетных частиц $N^e = N^p = 10^4$ функции распределения обрезаны на скорости $v \sim \pm 2v_T$.

Для задания бегущей ленгмюровской волны задаются синусоидальные возмущения плотности и скорости электронов и позитронов, соответствующие линейной монохроматической волне. Характерной чертой ленгмюровской волны в $e^+ - e^-$ -плазме является то, что возмущения $\tilde{n}_e(x)$, $\tilde{v}_e(x)$ сдвинуты на $\Delta x = \lambda/2$ относительно возмущений $\tilde{n}_p(x)$, $\tilde{v}_p(x)$ [67]. Схема распределения $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $E(x)$, $\tilde{v}_{e,p}(x)$ в ленгмюровской волне, а также сепаратрисы $v_{e,p}^s(x)$ для электронов и позитронов показаны на рис. 1.

Для задания стоячей ленгмюровской волны с амплитудой E_0 задаются прямая и обратная бегущие волны с амплитудами $E_0/2$ и фазовыми скоростями $v_\phi = \pm \omega_0/k_0$. Обычно в начальный момент задается фаза максимальной плотности и поля, так что $\tilde{v}_{e,p}(x)=0$. Длина волны в данной работе задается равной длине системы $\lambda/r_d=100$, так что номер гармоники $N = L/\lambda = 1$. Параметры волн в разных случаях приведены в Табл. 1.

Таблица 1

Начальные параметры стоячих ленгмюровских волн

$$\lambda_0/r_d=100; \lambda_0/r_d^{ep}=141,4; v_\phi/v_T = 22,6; k_0 r_d^{ep} = 4,4 \cdot 10^{-2};$$

$$(k_0 r_d^{ep})^2 = 1,97 \cdot 10^{-3}$$

Случай	1-1	1-2	1-3	1-4	1-5	1-6	1-7
E_0	12,6	32	52	70,4	140,8	388	504
$\tilde{n}_{e,p}/n_0$	0,01	0,025	0,041	0,056	0,11	0,31	0,40
$E_0^2/8\pi nT$	0,051	0,33	0,87	1,59	6,36	48,3	81,5
W_W^0/W_e^0	0,057	0,37	0,97	1,78	7,1	53,9	91

r_d , r_d^{ep} —дебаевский радиус в e^- и $e^+ - e^-$ -плазме; $E_0 = 2E_{+,-}$, $E_+ = E_-$ —амплитуды прямой и обратной волн; E_0 нормировано на mr_d/eT_{oe}^2 ; $\tilde{n}_{e,p}$ —возмущение плотности электронов и позитронов; W_W^0 —начальная энергия волны $W_W^0 = W_E^0$; W_e^0 —тепловая энергия электронов.

Следует отметить, что в $e^+ - e^-$ -плазме дебаевский радиус r_d^{ep} , плазменная частота ω_{ep} и производные от них величины отличаются от аналогичных величин в e^- -плазме [34]

$$r_d^{ep} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_d; \quad \omega_{ep} = \sqrt{2} \omega_{oe}; \quad T_{ep} = \frac{1}{\sqrt{2}} T_{oe}$$

$$(\omega_N)^2 = \omega_{ep}^2 [1 + 3(k_N r_d^{ep})^2]; \quad v_\phi^N = \omega_N/k_N.$$

В настоящей работе по техническим причинам для нормировки используются r_d , ω_{oe} и т.п. для e^- -плазмы

$$x^* = x/r_d; \quad r_d = \sqrt{T/4\pi n e^2}$$

$$t^* = t/T_{oe}; \quad T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}; \quad \omega_{oe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$$

$$v^* = v/v_T; \quad v_T = \sqrt{T/m}$$

$$E^* = E/(mr_d/eT_{oe}^2)$$

$$W^* = W/W_e^0$$

W —энергия; W_e^0 —тепловая энергия электронов.

При такой нормировке

$$x/r_d^{ep} = \sqrt{2} x/r_d; t/T_{ep} = \sqrt{2} t/T_{oe}; T_{ep}/T_{oe} = 1/\sqrt{2} = 0,707.$$

Несколько замечаний к рисункам:

1. Распределения поля $E(x)$ и плотностей электронов и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$ в разные моменты времени приводятся, как правило, в моменты, когда поле и возмущение плотности максимальны (или максимальны и минимальны) за $T_{ep}/2$;

2. Фазовые плоскости электронов и позитронов в разные моменты времени приводятся, как правило, в моменты, когда максимально возмущение скорости за $T_{ep}/2$;

3. На рисунках зависимости энергии поля от времени приводятся средние значения W_E . Не показаны колебания поля с периодом $T_{ep}/2$ и амплитудой W_E в стоячей волне;

4. На рисунках зависимости глубины впадины от времени показаны максимальные и минимальные величины шумовых колебаний плотности там, где их амплитуда велика;

5. В случае функций распределения по скоростям $f(v)$, отличающихся от максвелловской $f_M(v)$, температура определялась по ширине $f(v)$ на различных уровнях $f(v)/f(0)$, соответствующих уровням $f_M(v)/f(0)$ для интервала скоростей $v/v_T \sim (-1) - 1$ ($T(v_T)$); $(-1,7) - 1,7$ ($T(1,7v_T)$); $(-2) - 2$ ($T(2v_T)$);

6. В тексте и на рисунках номер гармоники с $v_{\Phi}^N > 0$ обозначается положительным числом ($N > 0$), с $v_{\Phi}^N < 0$ — отрицательным ($N < 0$);

7. В тексте и на рисунках опускается звездочка для E^* , так что E означает нормированную на mr_d/eT_{oe}^2 величину.

Развитие стоячих ленгмюровских волн в e^+ - e^- -плазме во многом подобно e^- -плазме, хотя имеет и свои характерные особенности. При малых амплитудах стоячих волн в случаях 1-1, 1-2 определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, развитие которой приводит к формированию квазистационарных солитонов.

Случай 1-1. В этом случае до $t/T_{oe} \geq 20$ не наблюдается затухания волны: максимальные, минимальные и средние значения энергии электрического поля W_E , энергии электронов и позитронов ΔW_e , ΔW_p ($\Delta W_{e,p} = W_{e,p} - W_{e,p}^0$) остаются практически постоянными.

Модуляционная неустойчивость проявляется в формировании впадин плотности и концентрации в них электрического поля, а в спектральном описании — в генерации более коротковолновых гармоник. Отметим, что в отличие от e^- -плазмы впадины плотности формируются самими ленгмюровскими волнами.

Развитие впадин плотности на $x/r_d \sim 0$ и 50 можно видеть на рис. 2,а. В $t/T_{oe} \sim 3,8 - 8,0 - 10,8$. К $t/T_{oe} \sim 10$ формируется структура поля и плотности, соответствующая стоячему ленгмюровскому солитону, подобному ленгмюровским солитонам, наблюдавшимся в e^- -плазме [5, 6]. Изменение $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $E(x)$ в течение плазменного периода $T_{ep} \sim 0,7T_{oe}$ показано на рис. 2,б. Эта структура сохраняется во времени, хотя рост шумов не позволяет проследить за ней достаточно долго. Отметим, что плотность энергии возрастает незначительно по сравнению с начальной $E_m^2/E_0^2 \sim 1,4$.

Случай 1-2. (Рис. 3, 4). В этом случае также нет затухания — средние величины W_E , ΔW_e , ΔW_p практически постоянны. Развитие волны имеет более сложный характер, чем в случае 1-1, но также приводит к формированию солитонов. Из рис. 3,а видно, что на начальной стадии развивается модуляционная неустойчивость, которая к $t/T_{oe} \sim 7-8$ приводит к формированию солитоноподобной структуры, в которой $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $E(x)$ меняется в течение периода T_{ep} так же, как в случае 1-1 (рис. 3,б). Однако в $t/T_{oe} \sim 8-11$ амплитуда поля и глубина впадины продолжают возрастать (рис. 3,а, 4,а,б). Амплитуда (плотность энергии) достигает максимума $E_m^2/E_0^2 \sim 3$ в $t/T_{oe} \sim 11$ (рис. 4,а), глубина впадины в $t/T_{oe} \sim 12$ (рис. 4,б). Далее они падают и устанавливаются на примерно постоянном уровне в $t/T_{oe} \sim 14-20$. Из рис. 3,а видно, что

в это время устанавливается солитон той же формы, что и в $t/T_{oe} \sim 8$. Таким образом, в $t/T_{oe} \sim 8-11-14$ происходит обратимая перестройка солитона.

Этот процесс можно объяснить обратимым процессом конверсии (самоконверсии) [7, 8, 67], при котором в отсутствие затухания происходит перекачка энергии из основной волны в более коротковолновые гармоники $N = N_e \pm \beta N_p$, $\beta = 1, 2, 3 \dots$, $N_e = N_p = 1$, а затем обратно в основную. Это подтверждает изменение во времени амплитуд гармоник $E^N(t)$, показанное на рис. 4,в. Видно, что к $t/T_{oe} \sim 10-11$ энергия перекачивается из основной волны $N = 1$ в гармоники $N = 3-5$, а затем частично возвращается в $N = 1$. Более подробно процессы конверсии и самоконверсии в e^+ - e^- -плазме рассмотрены в работе [67] и для случая бегущих волн в работе II.

Следует отметить, что на основании рис. 3, 4 нельзя твердо утверждать, образуется ли к $t/T_{oe} \sim 14-20$ квазистационарный солитон или будет периодически повторяться процесс перестройки. Высокий уровень шумов в $t/T_{oe} > 20$ не позволяет проследить за этими процессами.

Отметим также, что самоконверсия должна проявляться при любых начальных амплитудах волны в e^+ - e^- -плазме. Однако гармоники самоконверсии в стоячей волне не отличаются от гармоник, возбуждающихся при модуляционной неустойчивости, так что самоконверсия может проявляться как самостоятельный процесс только в исключительных случаях типа случая 1-2.

С ростом начальной амплитуды волны процесс развития модуляционной неустойчивости, как и в e^- -плазме, приобретает характер коллапса: плотность энергии и глубина впадины возрастают до тех пор пока не начнется затухание, обусловленное захватом электронов и позитронов. Однако после сброса части энергии вновь образуются солитоны.

Случай 1-3 и 1-4 (рис. 5-7). По кривым $W_E(t)$, $\Delta W_{e,p}(t)$ видно, что в $t/T_{oe} \sim 6-9$ (случай 1-3), $t/T_{oe} \sim 5-9$ (случай 1-4) происходит затухание электрического поля (рис. 5,а) и энергия поглощается электронами и позитронами. Позже W_E , $\Delta W_{e,p}$ устанавливаются на практически постоянном уровне.

На начальной стадии развивается модуляционная неустойчивость — растут впадины плотности и в них концентрируется поле (рис. 6). Распределение $\tilde{n}_{e,p}(x)$, $E(x)$ меняется во времени в течение T_{ep} подобно случаю 1-2 рис. 3,б. Амплитуда (плотность энергии) поля растет и достигает максимума $E_m^2/E_0^2 \sim 2,1$ в $t/T_{oe} \sim 6,6$ (случай 1-3), $E_m^2/E_0^2 \sim 1,5$ в $t/T_{oe} \sim 5,5$ (случай 1-4), после чего падает и устанавливается на почти

постоянном уровне (рис. 5,б). Впадина плотности почти безынерционно следует за амплитудой поля. Действительно максимальная глубина ямы достигается в $t/T_{oe} \sim 8,2$ (случай 1-3), $t/T_{oe} \sim 7,2$ (случай 1-4), после чего быстро падает и в случае 1-3 устанавливается на примерно постоянном уровне (рис. 5,в).

По фазовым плоскостям электронов и позитронов видно, что в $t/T_{oe} \sim 6$ (случай 1-3), $t/T_{oe} \sim 5$ (случай 1-4, рис. 7) начинается захват и ускорение электронов и позитронов, что и приводит к затуханию поля. Мы не приводим фазовые плоскости в случае 1-3, так как они близки к случаю 1-4. Анализ развития захвата по фазовым плоскостям показывает, что захватывать электроны и позитроны начинают гармоники $N \geq |\pm 7|$ (случай 1-3) или $N \geq |\pm 5|$ (случай 1-4, рис. 7 $t/T_{oe}=5, 3; 7$), а затем включаются и гармоники $N = \pm 5$ (случай 1-3) или $N = \pm 3$ (случай 1-4, рис. 7 $t/T_{oe}=8$).

Поведение частиц на фазовой плоскости практически не отличается от поведения электронов, захваченных гармониками ленгмюровской волны в e^- -плазме на конечной стадии развития модуляционной неустойчивости или конверсии [10-13]. Эти частицы странствуют по пересекающимся областям захвата гармоник, причем траектории частиц с близкими начальными x_0, v_0 быстро расходятся на фазовой плоскости. Типичные траектории мы покажем для случая 1-6. В работах [10-13] было показано, что в районе областей захвата этих гармоник развивается сильная стохастическая неустойчивость движения электронов. В e^+e^- -плазме в этой неустойчивости участвуют как электроны, так и позитроны. В рассматриваемых случаях сильная стохастическая неустойчивость развивается в области $v > 0$ в районе областей захвата $N \geq 5$ (случай 1-3) или $N \geq 3$ (случай 1-4) и в области $v < 0$ в районе областей захвата $N \geq |-5|$ (случай 1-3) или $N \geq |-3|$ (случай 1-4). Эта неустойчивость приводит к перемешиванию частиц на фазовой плоскости (рис. 7 ($t/T_{oe}=20$)) и образованию хвостов функции распределения по скоростям в области $v > 0$ и $v < 0$.

При коллапсе ленгмюровских волн в e^- -плазме после заметного затухания поля основным процессом является формирование ударных волн (фронтов плотности и скорости) на краях впадин плотности, схлопывание впадин и развитие поперечно-звуковой турбулентности [14]. В e^+e^- -плазме конечной стадией коллапса стоячих волн является образование солитонов. Это видно по распределению $\tilde{n}_{e,p}(x), E(x)$ в случае 1-3 (рис. 6,а ($t/T_{oe}=10,4; 11,8; 22,5$)) и в случае 1-4 (рис. 6,б ($t/T_{oe}=20,5$)), а также по кривым $W_E(t), E_m^2(t)$ и $\tilde{n}_m(t)$ (рис. 5,а,б,в). Действительно, энергия поля, амплитуда солитона, глубина впадины в $t/T_{oe} > 10-14$

становятся практически постоянными, свидетельствуя о квазистационарности солитонов.

В случае 1-3 солитоны формируются при уменьшении поля в результате перестройки впадины плотности (рис. 6,а ($t/T_{oe}=6,5-10,4$)). В случае 1-4 параллельно с перестройкой поля и впадины идет другой процесс, изменяющий распределение $\tilde{n}_{e,p}(x)$. По распределениям $\tilde{n}_{e,p}(x), E(x)$ в $t/T_{oe} \sim 0-2$ можно видеть, что в этом случае начинает играть роль электронная нелинейность, которая приводит к укрупнению волны, формированию пиков $\tilde{n}_e(x), \tilde{n}_p(x)$. В результате нейтрализации этих пиков возникает квазинейтральное возмущение $\tilde{n}(x), \tilde{v}(x)$, которое позже опрокидывается [67]. Мы подробно рассмотрим этот процесс в случаях 1-5, 1-6. В случае 1-4 основную роль играет модуляционная неустойчивость, а опрокидывание квазинейтрального возмущения проявляется на стадии затухания поля. Так фронты опрокидываемого возмущения встречаются в $t/T_{oe} \sim 10-13$ в результате чего на месте впадин плотности возникают возмущения $\tilde{n}(x) > 0$ (рис. 6,б ($t/T_{oe}=12,9$)), а позже вновь начинают проявляться впадины (рис. 6,б ($t/T_{oe}=20,5$)).

При дальнейшем увеличении начальной амплитуды наблюдаются процессы, связанные с электронной (и позитронной) нелинейностью и захватом электронов и позитронов, которые идут параллельно с модуляционной неустойчивостью или быстрее ее. Кроме того, проявляется характерное для e^+e^- -плазмы явление—образование и опрокидывание квазинейтральных возмущений.

Случай 1-5 (рис. 8-11). По фазовым плоскостям электронов и позитронов видно, что в этом случае с самого начала идет укрупнение возмущений скорости $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{v}_p(x)$ (рис. 11 ($t/T_{oe}=0,87$)), причем области укрупнения $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{v}_p(x)$ сдвинуты на $\Delta x = \lambda/2$. Укрупнению $\tilde{v}_{e,p}(x)$ соответствует обострение $\tilde{n}_{e,p}(x)$, причем пики $\tilde{n}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$ сдвинуты на $\Delta x = \lambda/2$. С течением времени укрупнение $\tilde{v}_{e,p}(x)$ и амплитуда пиков $\tilde{n}_{e,p}(x)$ возрастают (рис. 10, кривая 1). Параллельно идет компенсация пиков противоположным зарядом, формируется квазинейтральная компонента и компонента стоячей волны [67], так что к $t/T_{oe} \sim 1-1,5$ пики становятся нейтральными (рис. 9 ($t/T_{oe} = 1; 2, 3$)). Более подробно эту стадию развития возмущений $\tilde{v}(x), \tilde{n}(x)$ мы рассмотрим в случае 1-6.

Одновременно с укрупнением волны развивается модуляционная неустойчивость, которая приводит к росту глубины впадин плотности (рис. 9 ($t/T_{oe} = 2, 3; 3,9$; рис. 10, кривая 2)) и концентрации в них электрического поля (рис. 9 ($t/T_{oe} = 3, 9$)). Пики плотности, сформировавшиеся при укрупнении волны, преобразуются в нейтральные возмущения между

впадинами плотности (рис. 9 ($t/T_{oe} = 2, 3; 3, 9$)).

Захват электронов и позитронов гармониками модуляционной неустойчивости $N \geq |\pm 5|$ начинается уже в $t/T_{oe} \sim 2$ (рис. 11) и приводит к быстрому затуханию поля (рис. 8, а, б). Параллельно с этим процессом развивается опрокидывание нейтральных возмущений—фронты этих возмущений движутся навстречу друг другу и встречаются в $t/T_{oe} \sim 6, 5$. Это хорошо видно по фронтам плотности в $t/T_{oe} = 2, 3; 3, 9; 6; 6, 8$ (рис. 9) и менее четко по фронтам скорости в $t/T_{oe} \sim 2; 3, 7; 5, 9$ (рис. 11). В результате амплитуда нейтрального возмущения на $x/r_d \sim 0$ и 50 падает (рис. 10, кривая 1), а на $x/r_d \sim 25$ и 75 на месте впадин плотности растет в $t/T_{oe} \sim 6 - 7$, а затем, тоже падает (рис. 10, кривая 3) и на $x/r_d \sim 25$ и 75 вновь формируются впадины (рис. 9 ($t/T_{oe} = 20$)). С фронтов скорости происходит захват электронов и позитронов гармониками модуляционной неустойчивости (рис. 11 ($t/T_{oe} = 2; 3, 7$)). Эти частицы, как и захваченные ранее, включаются в сильную стохастическую неустойчивость в районе областей захвата гармоник $N \geq 3$ и $N \geq |-3|$. Это приводит к размешиванию на фазовой плоскости (рис. 11 ($t/T_{oe} \sim 5, 9; 20$)), нагреву электронов и позитронов и образованию хвостов функции распределения. Поскольку $f(v)$ в $t/T_{oe} \sim 20$ значительно отличается от максвелловской $f_M(v)$, мы определяли температуру по ширине f' на различных уровнях $f(v)/f(0)$, соответствующих уровням $f_M(v)/f(0)$ для интервала скоростей $v/v_T = (-1)-(+1); (-1,7)-(+1,7); (-2)-(+2)$. Эти величины, для электронов и позитронов, а также максимальные и минимальные скорости $f(v)$ в $t/T_{oe} \sim 20$ приведены в Табл. 2.

Развитие стохастической неустойчивости не приводит к полному затуханию поля. Как и в предыдущих случаях в случае 1-5 в $t/T_{oe} \sim 10-15$ формируются солитоны. Это видно из рис. 9 ($t/T_{oe} = 20$), где $\tilde{n}(x), E(x)$ имеют вид, характерный для солитонов. Из рис. 8, а, б и 10 (кривая 2) видно, что в $t/T_{oe} > 10$ амплитуда солитона практически постоянна. Естественно ожидать, что дальнейшее развитие стохастических процессов приведет к медленному затуханию солитонов.

Случай 1-6, 1-7. В этих случаях развитие волны практически одинаково, поэтому мы ограничимся рассмотрением случая 1-6 (рис. 8, 12-19). В этом случае укрупнение $\tilde{v}_{e,p}(x)$ проявляется с самого начала, что хорошо видно на рис. 14, а в $t/T_{oe} = 0,37$ и 0,52 (фаза максимального и минимального возмущения $\tilde{v}(x)$), причем области укрупнения $\tilde{v}_e(x)$ и $\tilde{v}_p(x)$ сдвинуты на $\Delta x = \lambda/2$. Укрупнению $\tilde{v}(x)$ соответствует обострение $\tilde{n}(x)$, причем вначале пики $\tilde{n}_e(x)$ и $\tilde{n}_p(x)$ сдвинуты на $\Delta x = \lambda/2$ (рис. 12, а ($t/T_{oe} = 0,37$)). С течением времени укрупнение $\tilde{v}(x)$ нарастает и переходит в опрокидывание (рис. 14, а ($t/T_{oe} = 0,52-0,97$)), причем с фронтов

опрокидывающейся волны начинается захват электронов и позитронов (рис. 14, а ($t/T_{oe} = 0,67; 0,77; 0,97$)). По мере возрастания укрупнения растет величина пиков плотности (рис. 12, а ($t/T_{oe} = 0,37-0,67$); рис. 13), причем в результате компенсации пиков \tilde{n}_e и \tilde{n}_p противоположным зарядом (рис. 13) [67] формируются нейтральные пики (рис. 12, а ($t/T_{oe} = 0,77; 0,97$)). Аналогичным образом протекает начальная стадия и в случаях 1-4 и 1-5, хотя из-за меньшего начального возмущения $\tilde{v}(x)$ в этих случаях опрокидывание развивается медленнее.

Таблица 2

Предельные скорости, температура электронов и позитронов и параметры солитонов, $t/T_{oe} \sim 20$

Случай	1-1	1-2	1-3	1-4	1-5	1-6	1-7*
$E_0^2/8\pi nT$	0,051	0,33	0,87	1,59	6,36	48,3	81,5
v_{max}/v_T	2,6	2,9	6,4	9,2	10,8	34,4	39,5
v_{min}/v_T	-2,6	-3,2	-6,7	-10,5	-12,1	-34,4	-38,2
$T(v_T)/T_0$	1	1	1	1	1,7(1,4)	2,3(2,5)	8,2(8,2)
$T(1,7v_T)/T_0$	1	1	1	1	1,5(1,5)	7,8(7,3)	23,4(22,6)
$T(2v_T)/T_0$	1	1	1	1	1,6(1,7)	13,3(14,3)	24,3(25)
E_m	15	43,5	43,5	29,5	39,7	132	135
$E_m^2/8\pi n\bar{T}(v_T)$	0,08	0,61	0,61	0,28	0,33	2,36	0,7
$E_m^2/8\pi n\bar{T}(2v_T)$	0,08	0,61	0,61	0,28	0,32	0,41	0,24

v_{max}, v_{min} —максимальная и минимальная скорости электронов и позитронов; $T(v_T), (1,7v_T), (2v_T)$ —температура электронов и (в скобках) позитронов, определенная по ширине $f(v)$ на уровне, соответствующем $v_T, 1,7v_T, 2v_T$; E_m —амплитуда солитона; E_m нормировано на $m r_d / e T_{oe}^2$; \bar{T} —средняя из температуры электронов и позитронов. * — $t/T_{oe} \sim 10$.

Параллельно с этими явлениями развивается модуляционная неустойчивость, которая приводит к росту впадин плотности (рис. 12, а, б ($t/T_{oe} \sim 0 - 1, 4$)) и некоторой концентрации в них поля. Гармоники модуляционной неустойчивости $N = \pm 3$ и начинают захватывать частицы при опрокидывании волны. Основная волна из-за большой фазовой скорости в захвате на начальной стадии не участвует. Модуляционная неустойчивость, однако, не играет в этом случае определяющей роли, так как опрокидывание приводит к быстрому затуханию поля (рис. 8, а, б). Развитие $\tilde{n}(x)$ также определяется опрокидыванием, которое в $t/T_{oe} \sim 1 - 2$ приводит к встречному движению фронтов $\tilde{v}(x)$ и $\tilde{n}(x)$ и их встрече в $t/T_{oe} \sim 3$ (рис. 12, б; 14, б).

Параллельно развивается сильная стохастическая неустойчивость (рис. 14,б ($t/T_{oe} \sim 2-22$)), которая приводит к заметному нагреву электронов и позитронов (Табл. 2) и образованию хвостов $f(v)$. По фазовой плоскости видно, что эта неустойчивость развивается в районе областей захвата гармоник $N \geq |\pm 1|$ (рис. 14,б ($t/T_{oe} = 20$)).

Для подтверждения развития сильной стохастической неустойчивости приведем траектории движения частиц на фазовой плоскости. Рассматривались траектории движения пробных частиц с $e = m = 0$ и e/m таким же как у электронов, аналогично тому, как это делалось при работе с $e-i$ плазмой [10, 11]. Траектории частиц с разными x_0, v_0 приведены на рис. 15-19. На рис. 15,а показана траектория частицы с $x_0/r_d = 25; v_0/v_T = 1$ в лабораторной системе координат и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$, на рис. 15,б, в—траектория в системе координат гармоник $N = -5$ и -3 соответственно. Видно, что скорость частицы сильно меняется на начальном этапе в $t/T_{oe} \sim 0-2$, в $t/T_{oe} \sim 2-7$ частица захватывается гармоникой $N = -5$ (рис. 15,б), в $t/T_{oe} \sim 7,5-8,5$ она переходит в захват гармоникой $N = -3$ (рис. 15,в), выходит из захвата с $v < v_{\phi}^{(-3)}$, вновь захватывается в $t/T_{oe} \sim 21-24$ и выходит из захвата с $v_{\phi} > v_{\phi}^{(-3)}$, $v_{\phi} < v_{\phi}^{(-5)}$ (рис. 15,б, в). Таким образом, частица странствует по областям захвата гармоник $N = -5$ и -3 , набирая скорость, и в $t/T_{oe} \sim 24-28$ имеет среднюю скорость $v/v_T \sim -6,5$ (рис. 15,а). Частица с $x_0/r_d = 25; v_0/v_T = 2$ (рис. 16,а-в) странствует по областям захвата гармоник $N = 5$ и 3 . После сильного изменения скорости на начальном этапе в $t/T_{oe} \sim 0-2$ частица в $t/T_{oe} \sim 2$ захватывается гармоникой $N = 5$, но уже в $t/T_{oe} \sim 5$ выходит из захвата $N = 5$ с $v > v_{\phi}^{(5)}$ (рис. 16,б), а в $t/T_{oe} \geq 8$ захватывается гармоникой с $N = 3$, и в $t/T_{oe} \geq 11$ выходит из захвата с $v > v_{\phi}^{(3)}$ (рис. 16,в), набрав среднюю скорость $v/v_T \sim 10$ (рис. 16,а).

Частица с $x_0/r_d = 37; v_0/v_T = 0$ (рис. 17,а-в) странствует по областям захвата гармоник $N = -9$ и $N = -7$, переходя из одной области захвата в другую в $t/T_{oe} \sim 10-18$ (рис. 17,б, в), а в $t/T_{oe} > 18$ выходит из захвата гармоникой $N = -9$ с $v < v_{\phi}^{(-9)}$ (рис. 17,б) и остается захваченной в $N = -7$, набрав среднюю скорость $v/v_T \sim (4-5)$ (рис. 17,в). Рассмотренные траектории подтверждают, что развивается сильная стохастическая неустойчивость движения частиц.

Рассмотрим еще две траектории, характерные для случая 1-6—траекторию частицы с $x_0/r_d = 37; v_0/v_T = 0,5$ (рис. 18) и частицы с $x_0/r_d = 50; v_0/v_T = 0$ (рис. 19). Эти частицы не участвуют в сильной стохастической неустойчивости, но тоже набирают энергию. Из рис. 18,

19 видно, что частица рис.18 набирает среднюю скорость $v/v_T \sim 2$ при начальном изменении скорости в $t/T_{oe} \sim 0-2$, частица рис. 19 набирает $v/v_T \sim -2,5$ также в результате сильного начального изменения скорости. После этого обе частицы остаются пролетными. Это показывает, что в нагреве плазмы существенную роль играет быстрое изменение амплитуды электрического поля при опрокидывании волны.

В случае 1-6, как и в предыдущих случаях, развитие рассмотренных выше процессов приводит в $t/T_{oe} > 5-10$ к формированию солитонов. Это хорошо видно из рис. 12,б ($t/T_{oe} = 6,2; 22,3$), где четко видны и впадины плотности и сконцентрированное в них поле. Сохранение амплитуды солитона в $t/T_{oe} \sim 8-20$ хорошо видно из рис. 8,а,б. Формирование солитонов подтверждается траекториями частиц с небольшой средней скоростью (рис. 18, 19) и показанным на этих рисунках полем, действующим на частицу $E_N(x, t)$. Кривые $E_N(x, t)$ показывают, что частица периодически пролетает область солитонов, где сосредоточено поле. Это подтверждается и полем $E_N(x, t)$ в случае частиц с большой средней скоростью (рис. 15,а; 16,а; 17,а).

Обращает на себя внимание большая амплитуда поля солитона $E_m \sim 130$ в случаях 1-6 и 1-7 (Табл. 2). Такая амплитуда близка к начальной $E_0 = 140,8$ в случае 1-5, когда наблюдается коллапс. Однако, если учесть рост температуры электронов и позитронов в случаях 1-6 и 1-7, то оказывается, что плотность энергии $E_m^2/8\pi nT$ сравнима в этих случаях и в случаях 1-2÷1-4 (Табл. 2). Зависимость температуры $T(v_T)$, $T(1,7v_T)$, $T(2v_T)$ от начальной энергии волны W_W^0/W_e^0 приведена на рис. 20 ($W_W^0 = W_e^0$; W_e^0 —тепловая энергия электронов).

Сравним результаты работ по исследованию стоячих ленгмюровских волн в электрон-позитронной плазме (настоящая работа) и в электрон-ионной [4-6]. Мы можем взять для сравнения случаи 1-1, 1-4, 1-6 в e^+e^- -плазме и случаи 1, 3, 5 [6] в $e-i$ -плазме. В этих случаях одинаковы (или почти одинаковы) начальные амплитуды $E_0^2/8\pi nT$ и λ/r_d , хотя несколько различаются фазовые скорости волн $v_{\phi}/v_T = \pm 22,6$ здесь и $v_{\phi}/v_T = \pm 16$ в $e-i$ -плазме.

Сравнение показывает, что в области начальных параметров, где определяющую роль играет модуляционная неустойчивость, характер развития волн примерно одинаков. Так в случае сравнительно малых начальных амплитуд в случаях 1-1 (здесь) и 1 [6] развитие модуляционной неустойчивости приводит к формированию квазистационарных солитонов. При больших начальных амплитудах, например, в случае 1-4 (здесь) и 3 [6] модуляционная неустойчивость приводит к коллапсу.

Естественно, что в e^+e^- -плазме модуляционная неустойчивость из-за отсутствия инерции ионов развивается быстрее. Так в случае 1–4 концентрация энергии достигает максимума $E_m^2/E_0^2 \sim 1,5$ в $t/T_{oe} \sim 5,5$, в случае 3 [6] $E_m^2/E_0^2 \sim 1,9$ в $t/T_{oe} \sim 13$; глубина ямы достигает максимума $\tilde{n}_m/n_0 \sim 0,6$ в $t/T_{oe} \sim 7,2$ в случае 1–4 и $\tilde{n}_m/n_0 \sim 0,69$ в $t/T_{oe} \sim 26$ в случае 3. Механизм затухания в e^+e^- - и в $e-i$ -плазме, как уже отмечалось, одинаков и связан с захватом электронов или электронов и позитронов гармониками модуляционной неустойчивости и с развитием сильной стохастической неустойчивости движения этих частиц.

Электронная нелинейность в e^+e^- -плазме начинает проявляться примерно в той же области параметров, что и в $e-i$ -плазме. Однако в этой области параметров проявляется различие начальных фазовых скоростей исследуемых волн и основную роль при одинаковых начальных амплитудах играют разные эффекты. Так в случае 1–6 в e^+e^- -плазме основную роль играет “гидродинамический” эффект укручения и опрокидывания волны, а в аналогичном случае 5 в $e-i$ -плазме — “кинетический” эффект — обострение $\tilde{v}(x)$ и захват электронов основной волной [4, 6]. В работе II мы подробнее рассмотрим эти эффекты при исследовании бегущих ленгмюровских волн с такими параметрами, когда оба эффекта проявляются одновременно.

При больших начальных амплитудах развитие волны приводит к нагреву плазмы. Это наблюдается и в e^+e^- - и $e-i$ -плазме [68], хотя функции распределения при одинаковых начальных энергиях волны несколько различаются.

Мы уже отмечали, что различие случаев e^+e^- - и $e-i$ -плазмы проявляется на конечной стадии развития ленгмюровских волн. Действительно, после затухания поля в $e-i$ -плазме на краях впадин плотности формируются ударные волны, происходит схлопывание впадин и развивается ионно-звуковая турбулентность [14]. В отличие от этого в e^+e^- -плазме на конечной стадии формируются квазистационарные солитоны, причем формирование солитонов наблюдается и в тех случаях, когда развитие волны определяется опрокидыванием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. Физика плазмы, **7**, 383, 1981.
2. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Comments Plasma Phys. Contr. Fusion, **6**, 21, 1980.
3. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Неустойчивость и затухание ленгмюровских волн с разными амплитудами и фазовыми скоростями”. Препринт ИЯФ СО АН СССР N 78–17, 1978.
4. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Неустойчивость и затухание стоячих ленгмюровских волн с разными амплитудами”. Препринт ИЯФ СО АН СССР N 78–19, 1978.
5. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Неустойчивость одномерной ленгмюровской волны. Солитоны и коллапс”. Препринт ИЯФ СО АН СССР N 78–76, 1978.
6. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Plasma Phys., **23**, 35, 1981.
7. P.K. Kaw, A.T. Lin, J.M. Dawson. Phys. Fluids, **16**, 1967, 1973.
8. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Physica Scripta, **24**, 566, 1981.
9. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Неустойчивость ленгмюровских волн в неоднородной плазме. I–IV”. Препринты ИЯФ СО АН СССР. N 81–43, 1981; N 81–88, 1981; N 81–89, 1981; N 82–53, 1982.
10. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Phys. Letters, **112A**, 330, 1985.
11. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Ленгмюровские волны большой амплитуды. Стохастическая неустойчивость. I, II”. Препринты ИЯФ СО АН СССР N 84–149, 1984; N 84–150, 1984.
12. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Proc. XVII ICPIG, v.1, p.73, Budapest, 1985.
13. N.S. Buchelnikova, E.P. Matochkin. Proc. Conf. on Plasma Phys., v.2, p.132, Kiev, 1987.
14. Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. “Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Развитие ионного возмущения”. Препринт ИЯФ СО АН СССР N 84–80, 1984.

15. П.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин. "Развитие поперечного возмущения. Двойные слои и стохастические эффекты". Препринт ИЯФ СО АН СССР N 90-24, 1990.
16. S. Rogers, W.B. Thompson. *Astrophys. Space Sci.*, **71**, 257, 1980.
17. C.W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler. *Gravitation*. (Freeman, San Francisco, 1980).
18. M.J. Rees in "The Very Early Universe" ed. G.W. Gibbons, S.W. Hawkins, S. Siklos (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983).
19. H. Sato, T. Matsuda, H. Takeda. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **49**, 11, 1987.
20. H.R. Miller, P.J. Wiita, eds. *Active Galactic Nuclei* (Springer Verlag, Berlin, 1987).
21. A.P. Lightman, A.A. Zdziarski. *Astrophys. J.*, **319**, 643, 1987.
22. D.D. Clayton, F. Hoyle. *Astrophys. Lett.*, **187**, L101, 1974.
23. M.D. Leising, D.D. Clayton. *Astrophys. J.*, **323**, 159, 1987.
24. P. Goldreich, W.H. Julian. *Ap. J.*, **157**, 869, 1969.
25. P.A. Sturrock. *Astrophys. J.*, **165**, 529, 1971.
26. C. Maz, F.W. Perkins. *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1731, 1972.
27. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland. *Astrophys. J.*, **196**, 51, 1975; **203**, 209, 1976.
28. F. Wintenberg. *Phys. Rev.*, **A19**, 1356, 1979.
29. В.П. Сулин. *ЖЭТФ*, **38**, 1577, 1960.
30. В.Н. Цытович. *ЖЭТФ*, **40**, 1775, 1961.
31. М. Хакимова, Ф.К. Хакимов, В.П. Цытович. *Астрофизика*, **12**, 531, 1976.
32. C.F. Kennel, R. Pellat. *J. Pl. Phys.*, **15**, 335, 1976.
33. S. Hinata. *Astrophys. J.*, **203**, 223, 1976.

34. V. Tsytovich, C.B. Wharton. *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*, **4**, 101, 1978.
35. Д.Г. Ломинадзе, А.Б. Михайловский, Р.З. Сагдеев. *ЖЭТФ*, **77**, 1951, 1979.
36. Д.Г. Ломинадзе, А.Б. Михайловский. *ЖЭТФ*, **76**, 950, 1979.
37. Д.Г. Ломинадзе, Г.З. Мачабели, А.Б. Михайловский. *Физика плазмы*, **5**, 1337, 1979.
38. А.Д. Патарая. Тезисы докладов конференции "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой", с.101. Душанбе, 1979.
39. A.P. Lightman. *Space Science Reviews*, **33**, 335, 1982.
40. F.C. Michel. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1, 1982.
41. J. Arons, J. Barnard. *Astrophys. J.*, **302**, 120, 1986.
42. Д.Г. Ломинадзе, Г.З. Мачабели, Г.И. Меликидзе, А.Д. Патарая. *Физика плазмы*, **12**, 1233, 1986.
43. A.Z. Kazbegi, G.Z. Machabeli, G.I. Melikidze. *Aust. J. Phys.*, **40**, 755, 1987.
44. А.Д. Патарая, Т.А. Патарая. Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории, N 63, 107, 1988.
45. а) А.Д. Патарая, Т.А. Патарая, В.В. Чаргешвили. v.1, p.303; б) А.З. Казбеги, Г.З. Мачабели, Г.И. Меликидзе. v.1, p.277. in Proc. of joint Varenna-Abastumani International School and Workshop on Plasma Astrophysics, Varenna, 1988.
46. А.З. Казбеги, Г.З. Мачабели, Г.И. Меликидзе. Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории, N 63, 79, 1988.
47. Г.З. Мачабели, Г.И. Меликидзе. *Астрономический журнал*, **65**, 741, 1988.
48. Г.З. Мачабели, В.В. Усов. *Письма в АЖ*, **15**, 910, 1989.
49. В.Г. Бесчастнов, Г.Г. Павлов. *ЖЭТФ*, **95**, 832, 1989. О циклотронном поглощении и излучении в сильно-замагниченной электрон-позитронной плазме.

50. *U.A. Mofitz*. "Ultrarelativistic envelope solitons in electron-positron plasma of the pulsar magnetosphere". Preprint IC [89] 176, Trieste, 1989; *Phys. Rev.*, 331, 951, 1985; A36, 1811, 1987; A38, 5935, 1988.
51. *U.A. Mofitz*. *Phys. Rev.*, A40, 6752, 1989. Wake-field accelerator in a magnetized electron-positron plasma.
52. *K. Holcomb, T. Tajima*. *Phys. Rev.*, D40, 3809, 1989. Generalrelativistic plasma Physics in the early Universe.
53. *T. Tajima, T. Taniuti*. Nonlinear interaction of photons and phonons in electron-positron plasmas. Preprint IFSR#425, Austin, 1990.
54. *А.А. Белянин, В.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский*. *ЖЭТФ*, 99, 127, 1991. Коллективная аннигиляция электрон-позитронной плазмы в сильном магнитном поле.
55. *Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич*. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975.
56. *Б.С. Кернер, В.В. Осипов*. *УФП*, 157, N 2, 201, 1989.
57. *Б.С. Кернер, В.В. Осипов*. *УФП*, 160, N 9, 1, 1990.
58. *Б.С. Кернер, В.Ф. Сикевич*. Письма ЖЭТФ, 36, 359, 1982.
59. *Б.С. Кернер, В.В. Осипов, М.Т. Романенко, В.Ф. Сикевич*. Письма ЖЭТФ, 44, 77, 1986.
60. *В.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Сикевич*. *ФТП*, 23, 1378, 1989.
61. *K.M. Mayer, J. Parisi, R.P. Huebener* *Zs. Phys. Kl. B.*, Bd71, 171, 1988.
62. *Э.И. Васильюк, В.В. Графийчук, Б.С. Кернер, В.В. Осипов*. *ФТТ*, 31, 66, 1989.
63. *V.V. Grafijchuk, B.S.Kerner, V.V. Osipov, Z.I. Vasyniuk*. Proc. IV Int. Workshop on Nonlinear and turbulent processes in physics. Kiev: Naukova Dumka, 1989, v.1, p.107.
64. *B.L. Brown, M.Leventhal*. *Phys. Rev. Lett.*, 57, 1651, 1986.

65. *C.M. Surko, M. Leventhal, A. Passner*. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 901, 1989. Positron plasma in the laboratory.
66. *C.M. Surko, T.J. Murphy*. *Phys. Fluids*, 2, 1372, 1990. Use of the positron as a plasma particle.
67. *Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин*. "Начальные возмущения и ленгмюровские волны в электрон-позитронной плазме". Препринт ИЯФ СО РАН 92-16, 1992.
68. *Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин*. "Стоячие ленгмюровские волны большой амплитуды. Нагрев электронов. I, II". Препринт ИЯФ СО АН СССР N 82-106, 1982; N 83-01, 1983.

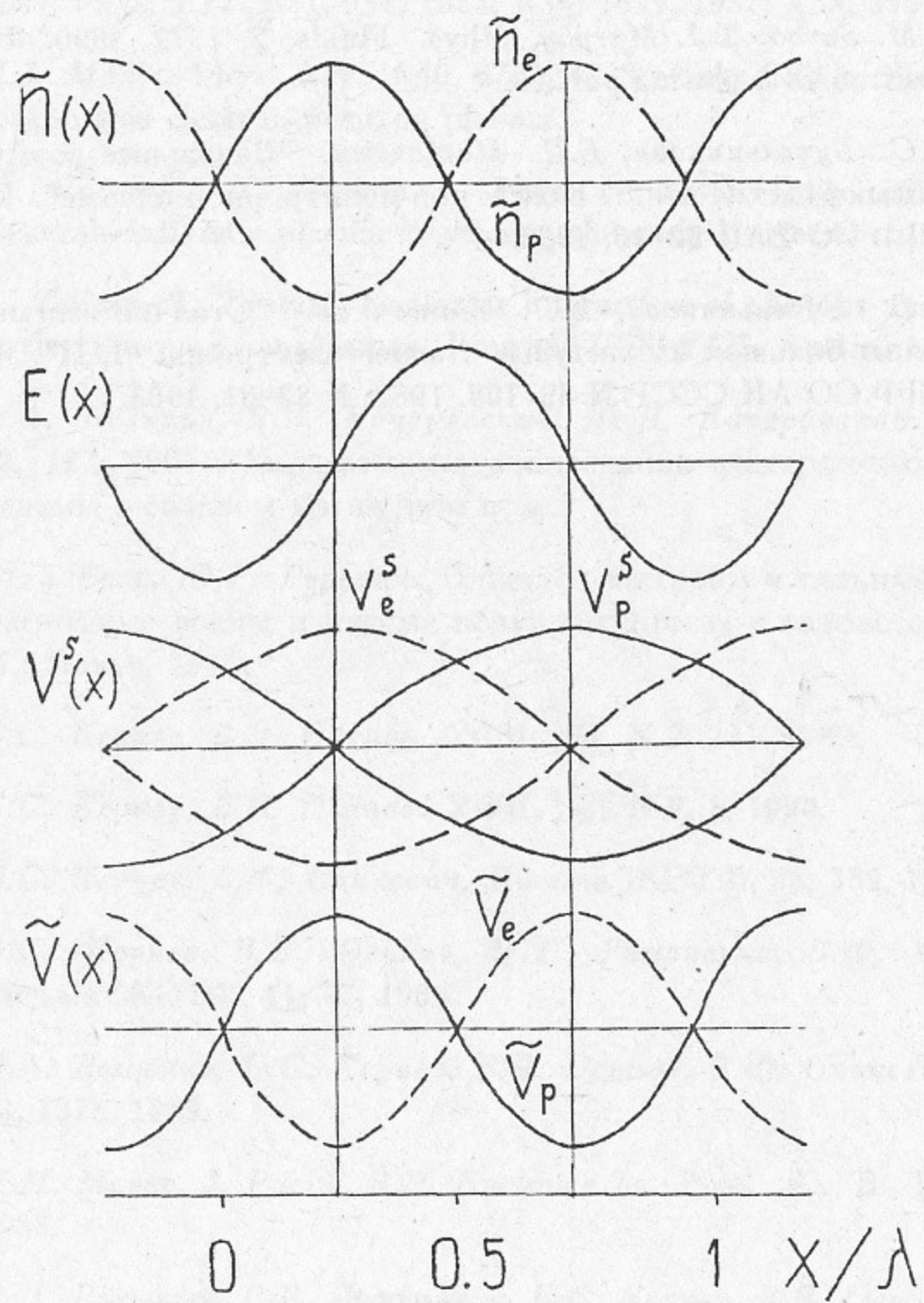


Рис. 1. Распределение плотности $\tilde{n}_{e,p}(x)$, скорости $\tilde{v}_{e,p}(x)$ электронов и позитронов, распределение электрического поля $E(x)$ в ленгмюровской волне в $e^+ - e^-$ -плазме; сепаратрисы $v_{e,p}^s(x)$ электронов и позитронов.

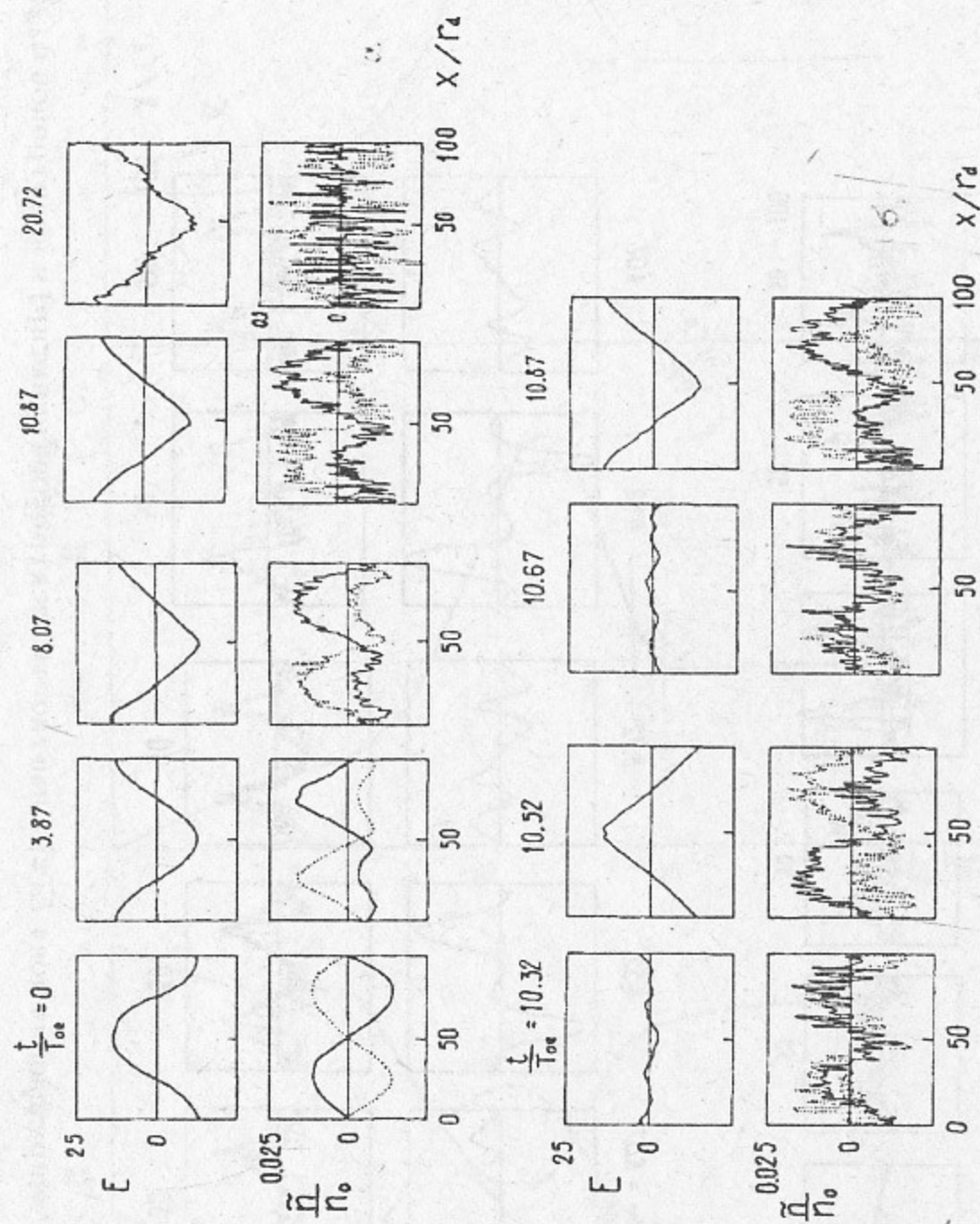


Рис. 2, а, б. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. Случай 1-1.

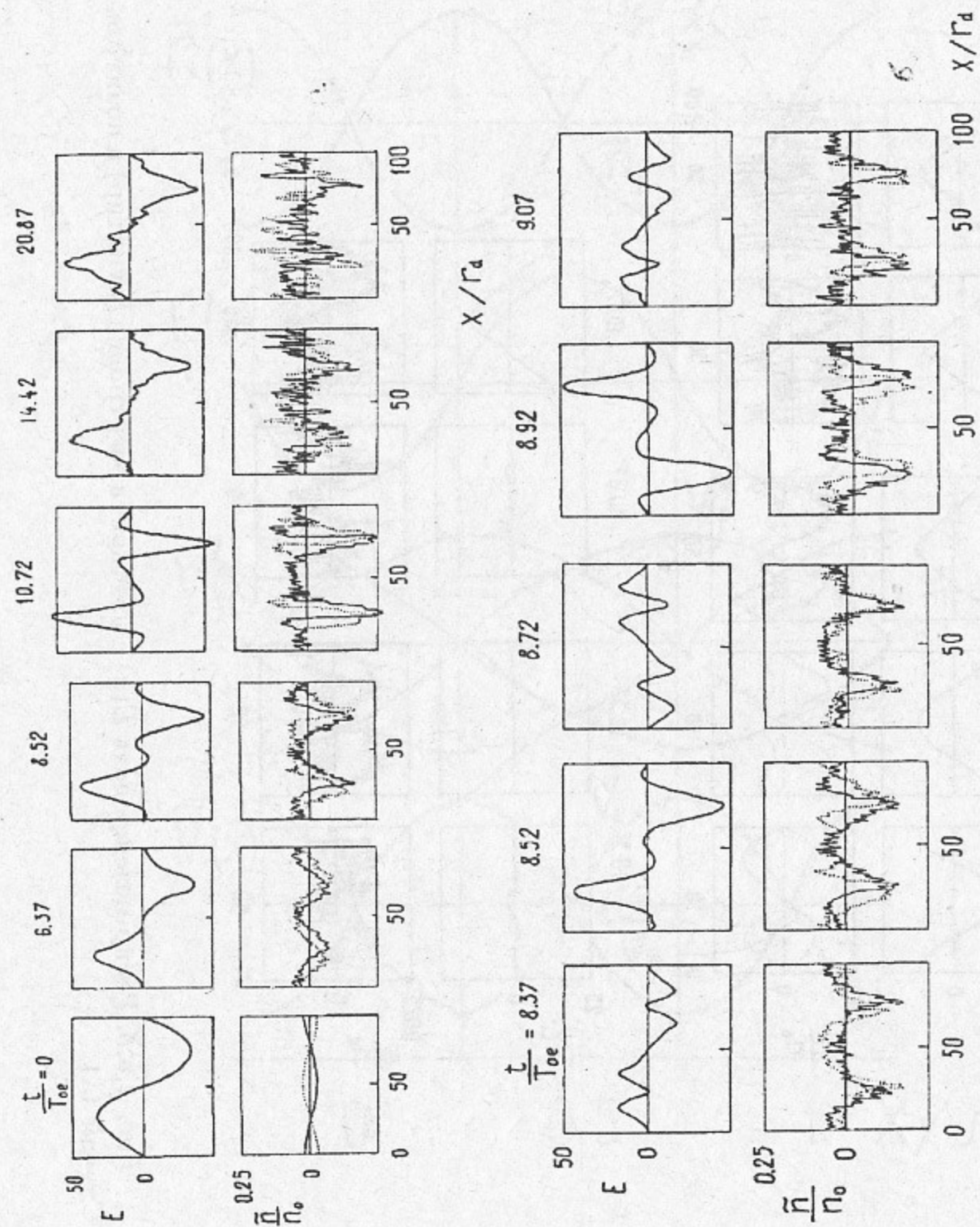


Рис. 3, а, б. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
Случай 1-2.

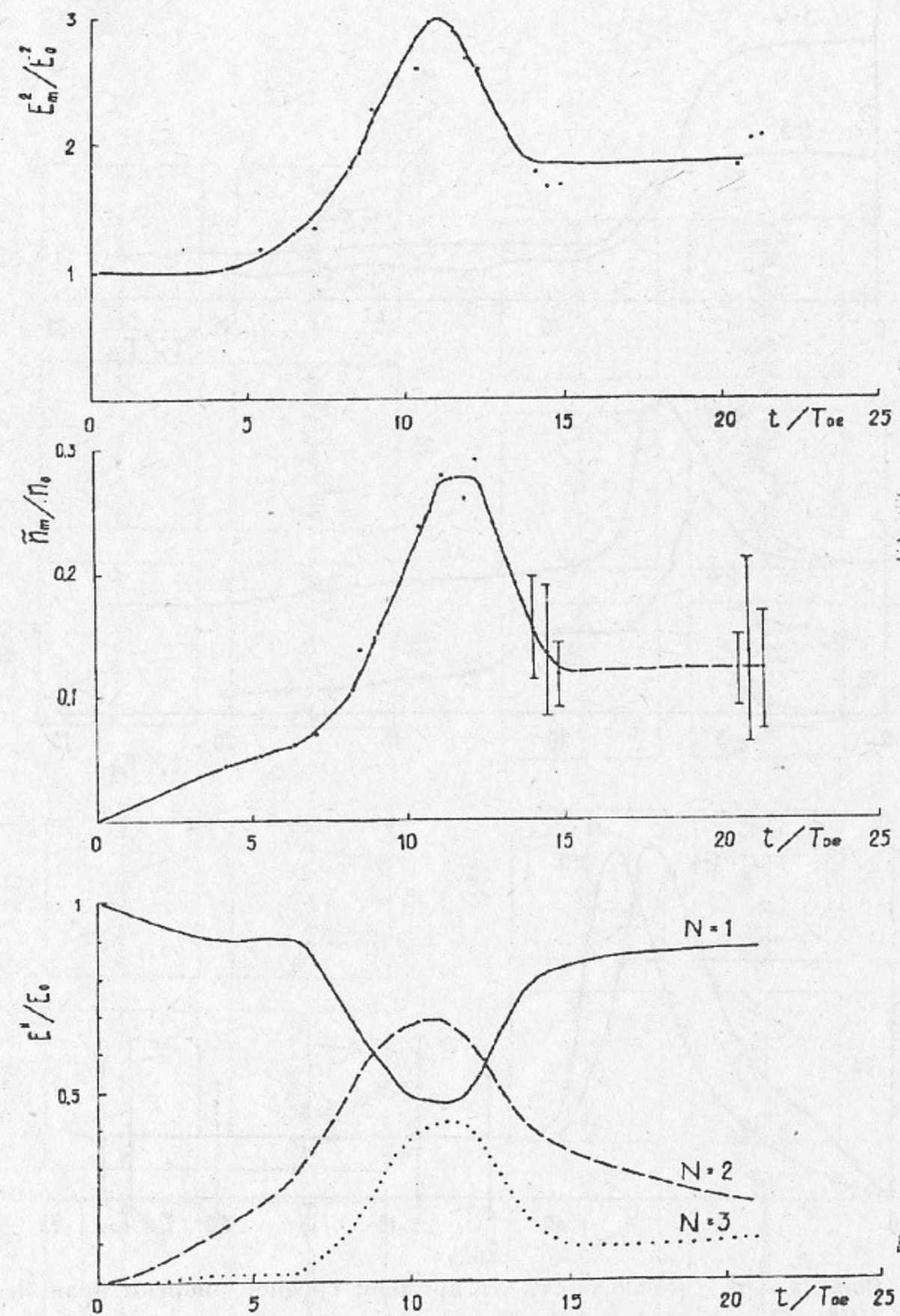


Рис. 4. а). Зависимость от времени максимальной плотности энергии поля E_m^2/E_0^2 . Случай 1-2; б). Зависимость от времени глубины впадины плотности \tilde{n}_m/n_0 . Случай 1-2; в). Зависимость от времени амплитуды E^N/E_0 основной волны $N=1$ и гармоник $N=3$ и 5. Случай 1-2.

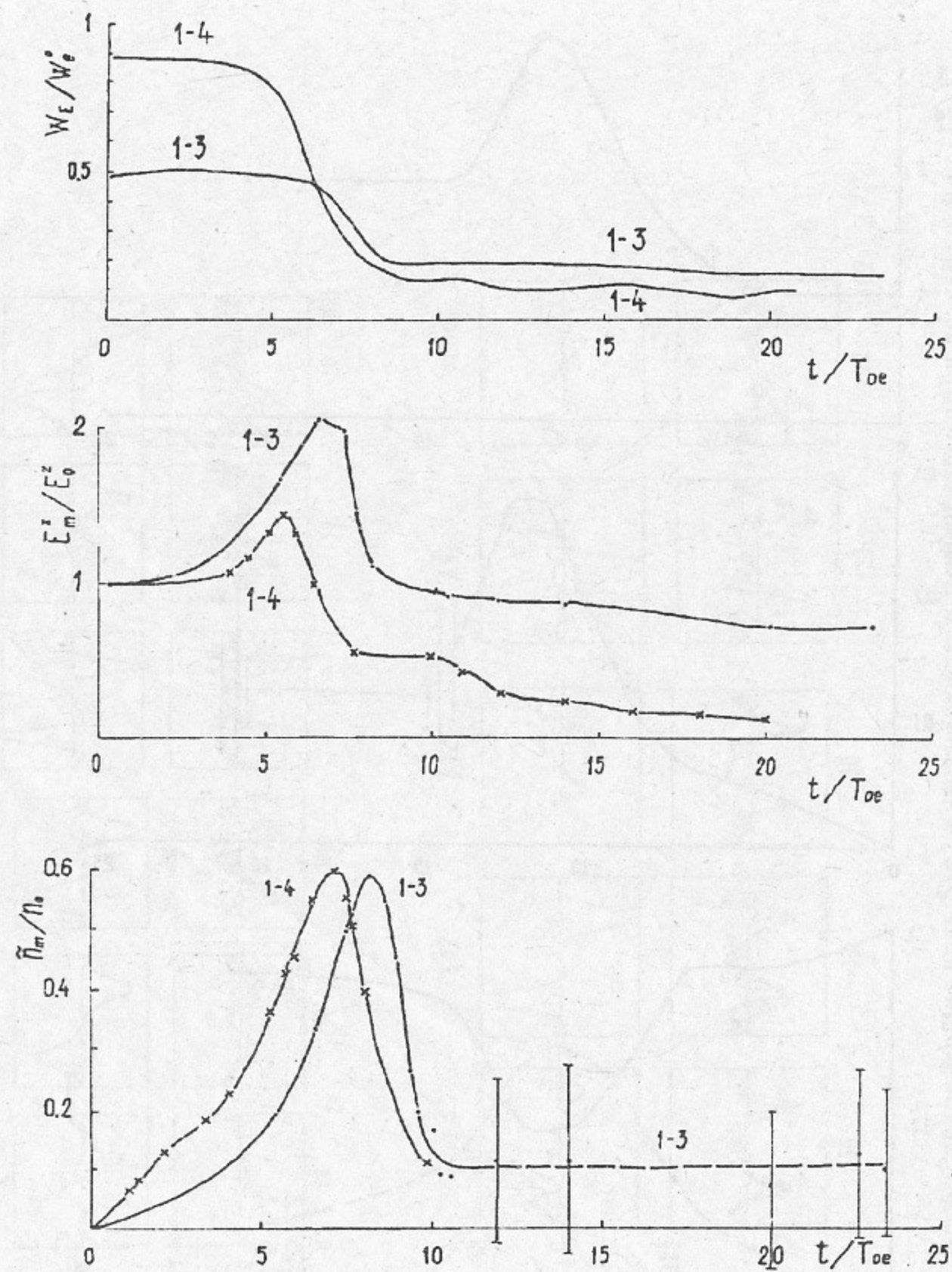


Рис. 5. а). Зависимость от времени средней энергии поля W_E/W_e^0 . Случай 1-3 и 1-4; б). Зависимость от времени максимальной плотности энергии поля E_m^2/E_0^2 . Случай 1-3 и 1-4; в). Зависимость от времени глубины впадины плотности \tilde{n}_m/n_0 . Случай 1-3 и 1-4.

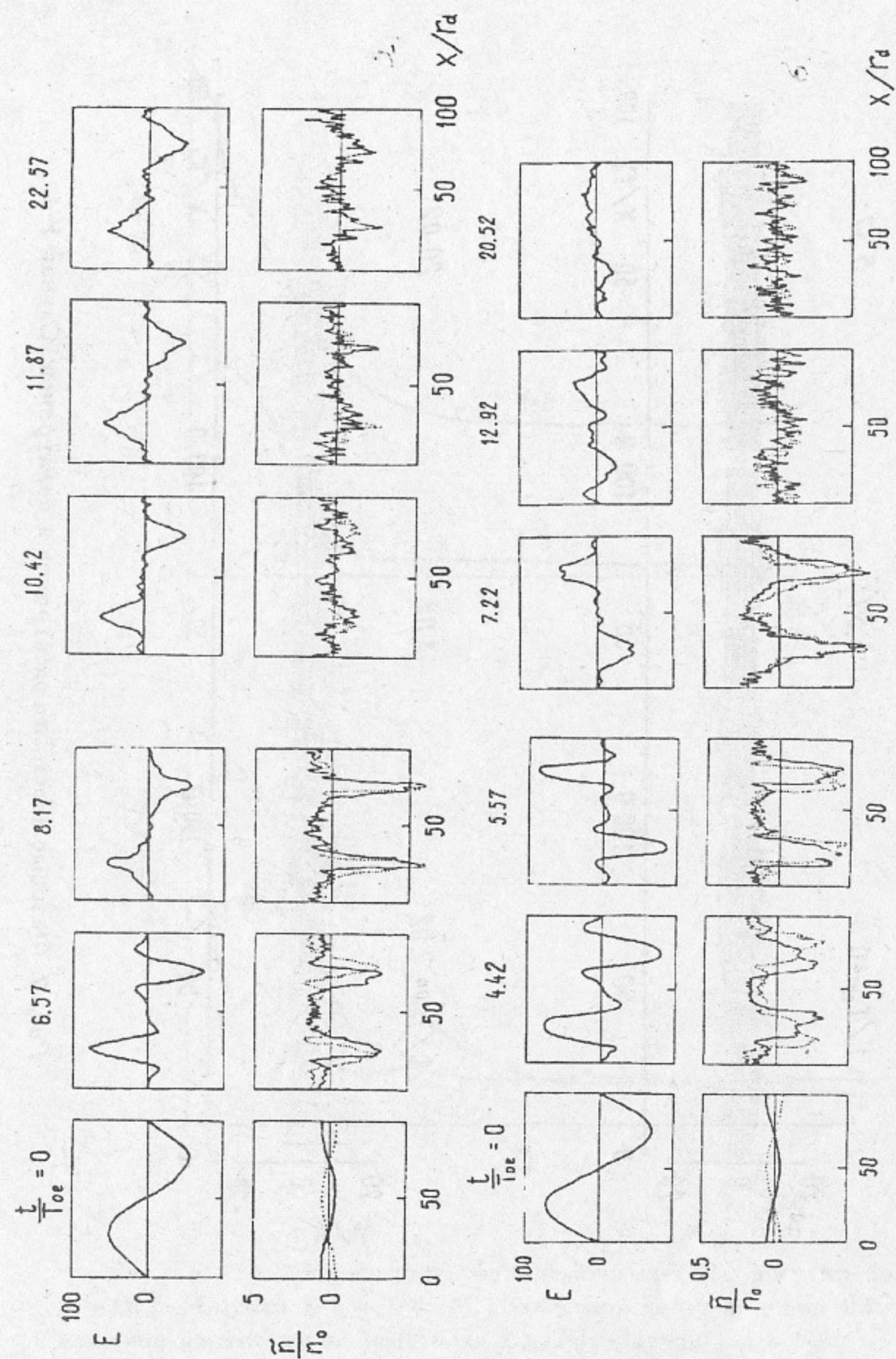


Рис. 6. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. а). Случай 1-3; б). Случай 1-4.

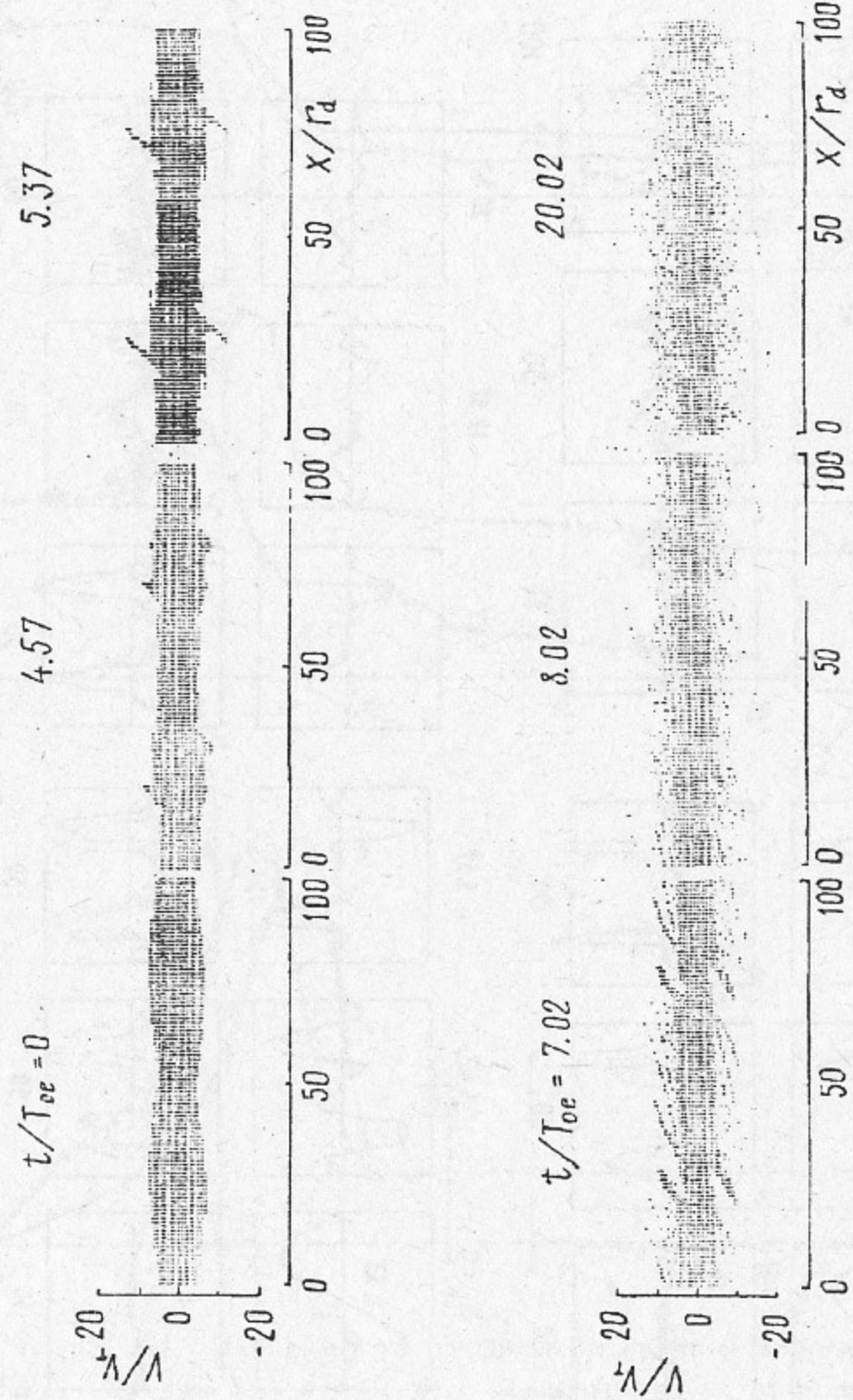


Рис. 7. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 1-4.

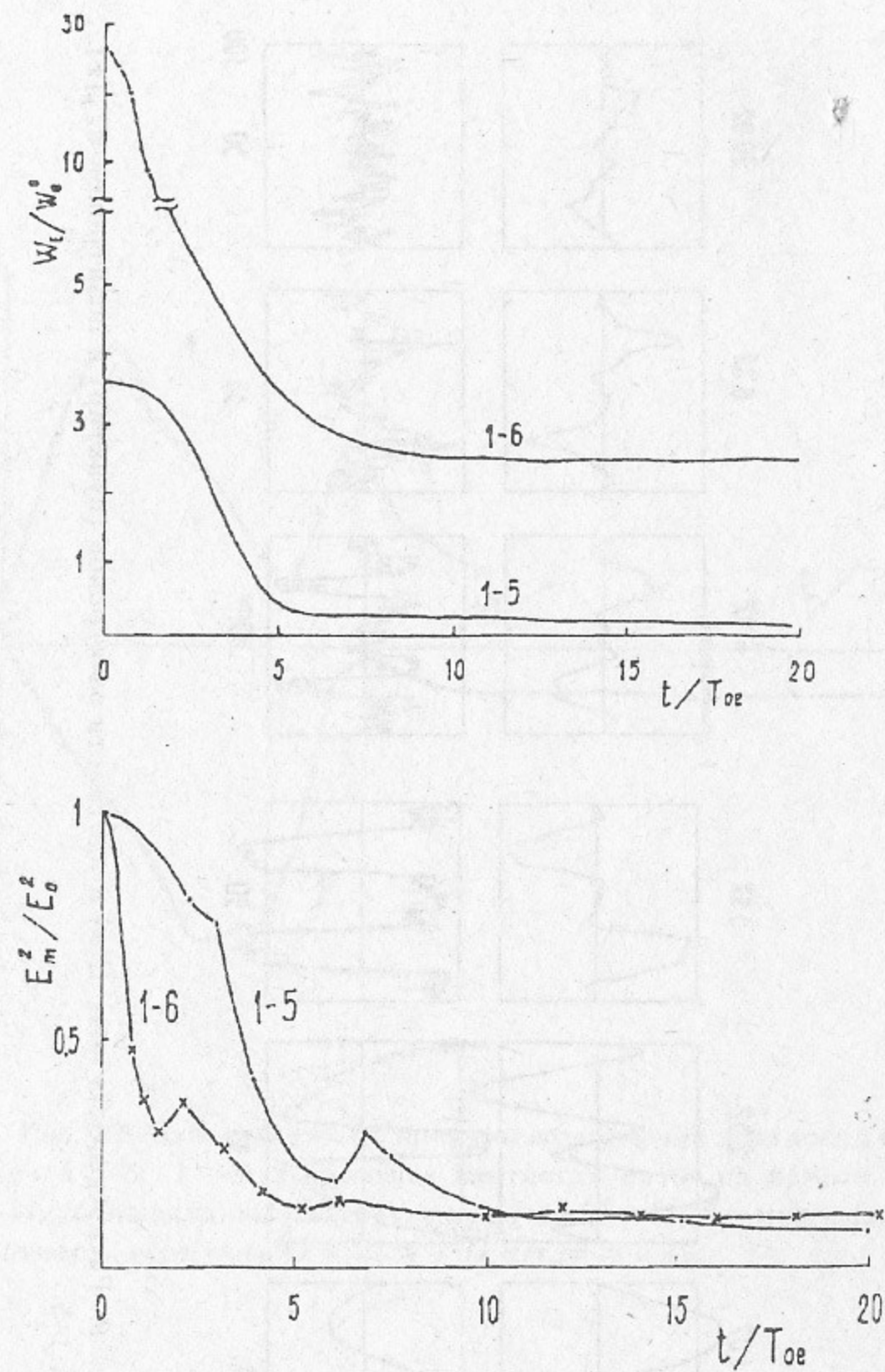


Рис. 8. а). Зависимость от времени средней энергии поля W_E/W_e^0 . Случай 1-5 и 1-6; б). Зависимость от времени максимальной плотности энергии поля E_m^2/E_0^2 . Случай 1-5 и 1-6.

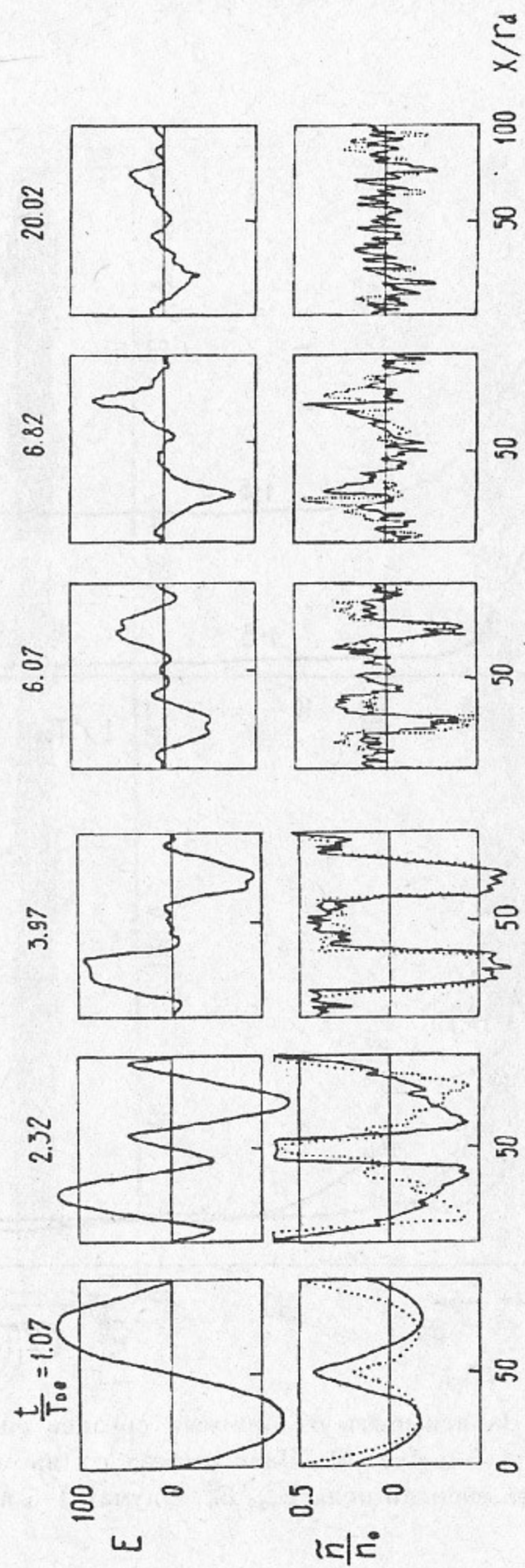


Рис. 9. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$.
Случай 1-5.

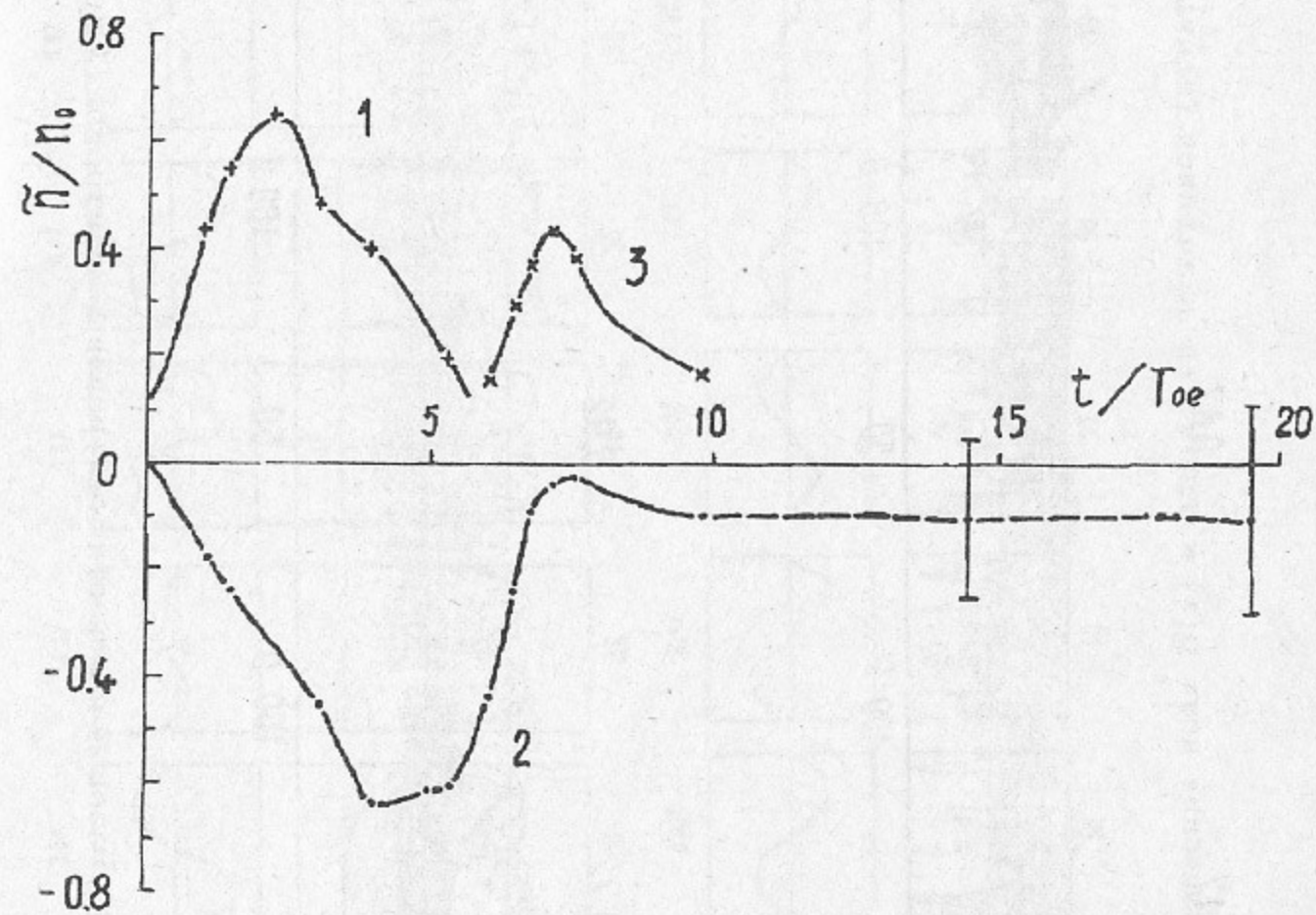


Рис. 10. Зависимость от времени возмущения плотности \tilde{n}/n_0 .
Случай 1-5: 1 — максимальная плотность пиков на $x/r_d=0$ и 50; 2 — глубина впадины плотности на $x/r_d=25$ и 75; 3 — максимальная плотность возмущений $\tilde{n}(x) > 0$ на $x/r_d=25$ и 75.

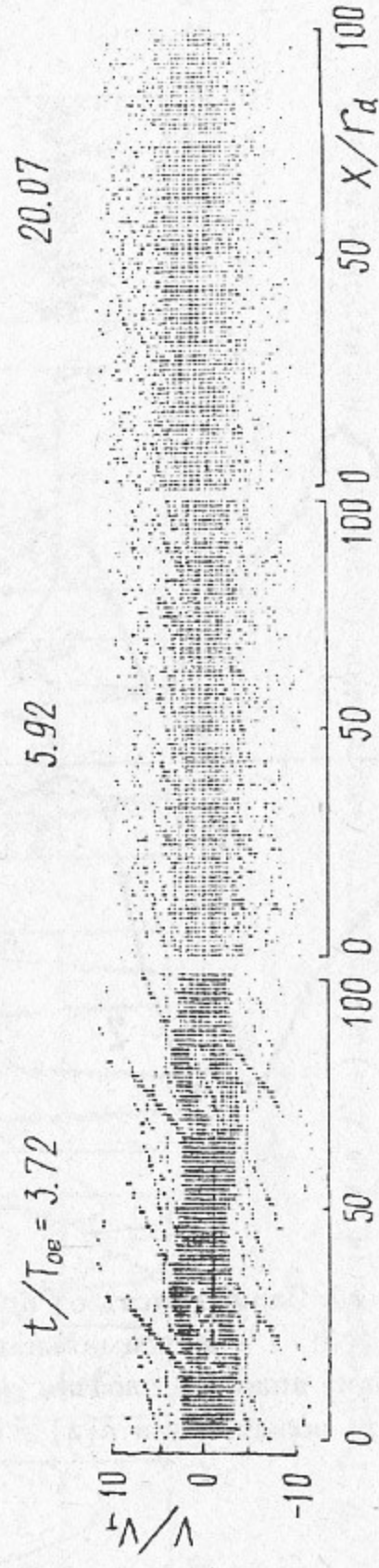
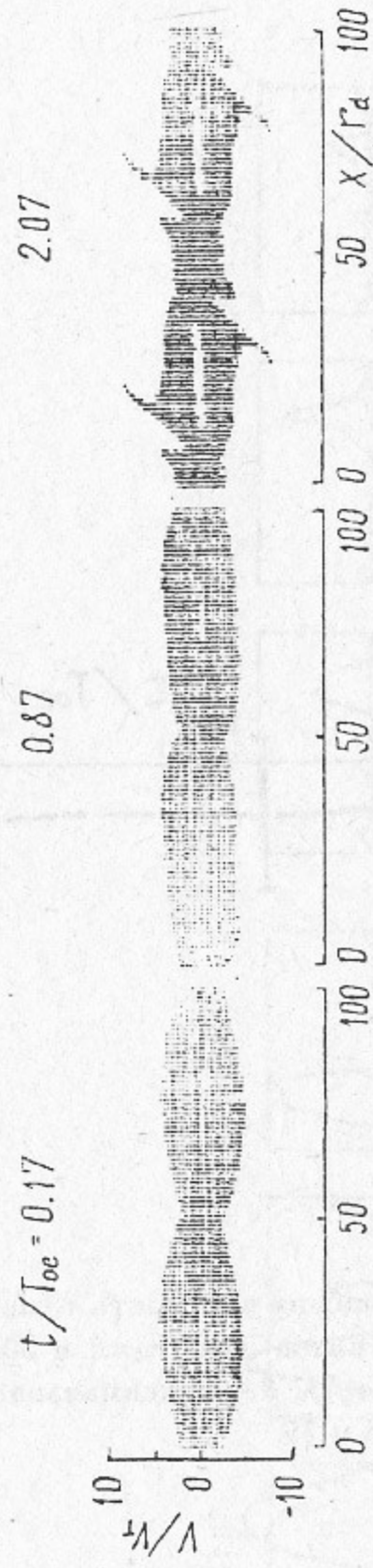


Рис. 11. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 1-5.

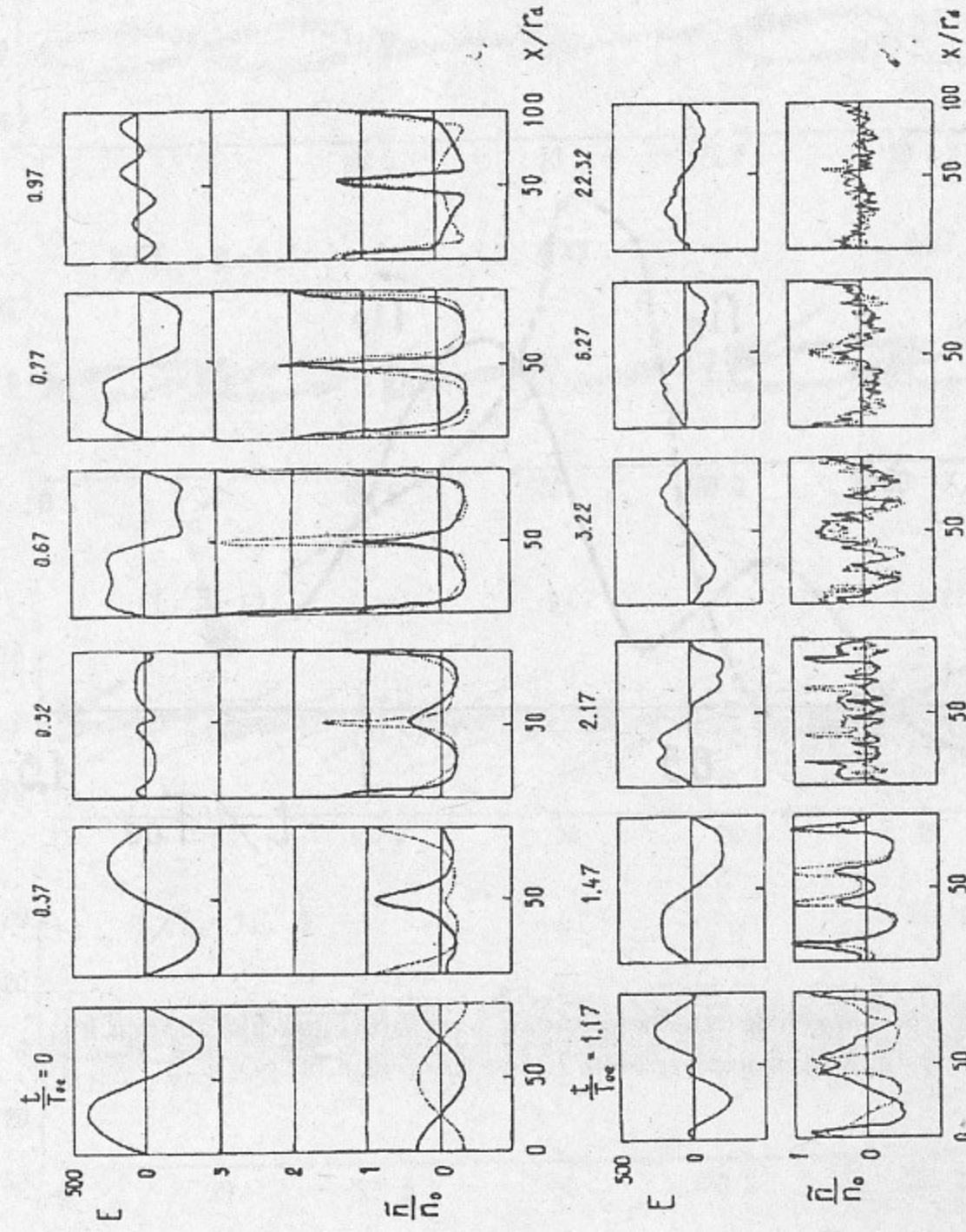


Рис. 12, а, б. Распределения поля $E(x)$ и плотности электронов (пунктир) и позитронов $\tilde{n}_{e,p}(x)$. Случай 1-6.

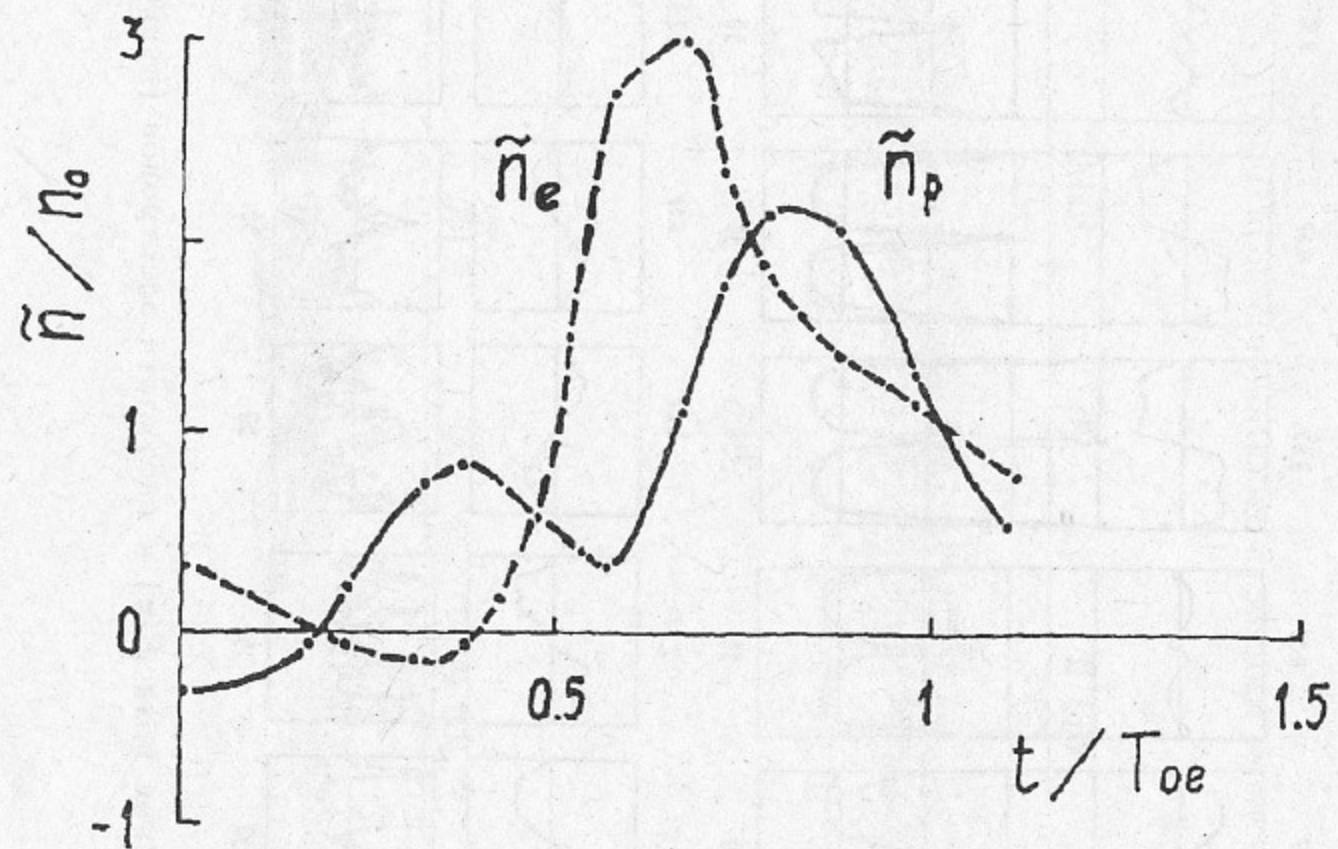


Рис. 13. Зависимость от времени максимальной плотности пиков электронов \tilde{n}_e и позитронов \tilde{n}_p на $x/r_d=0$ и 50.

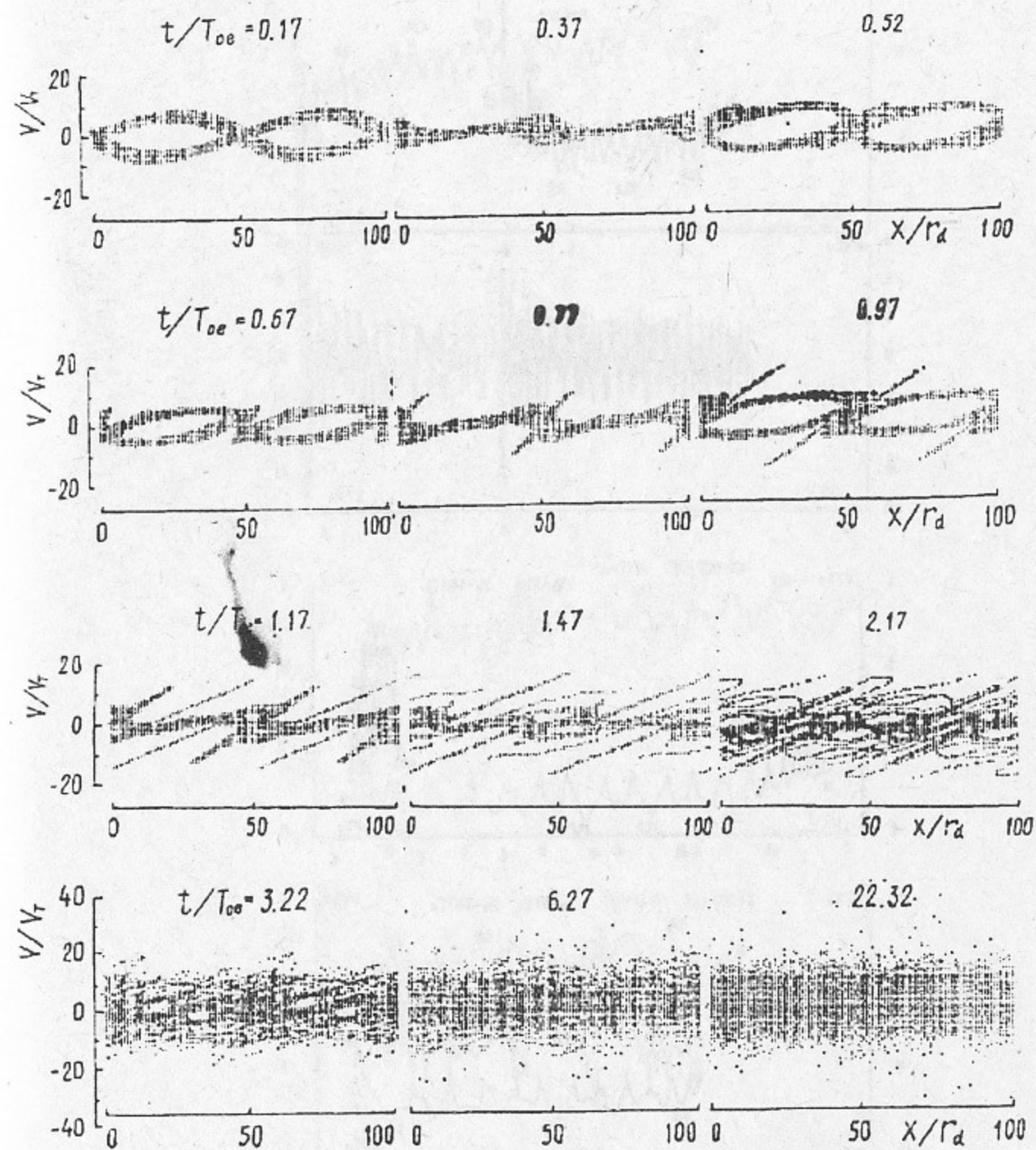


Рис. 14, а, б. Фазовые плоскости электронов и позитронов. Случай 1-6.

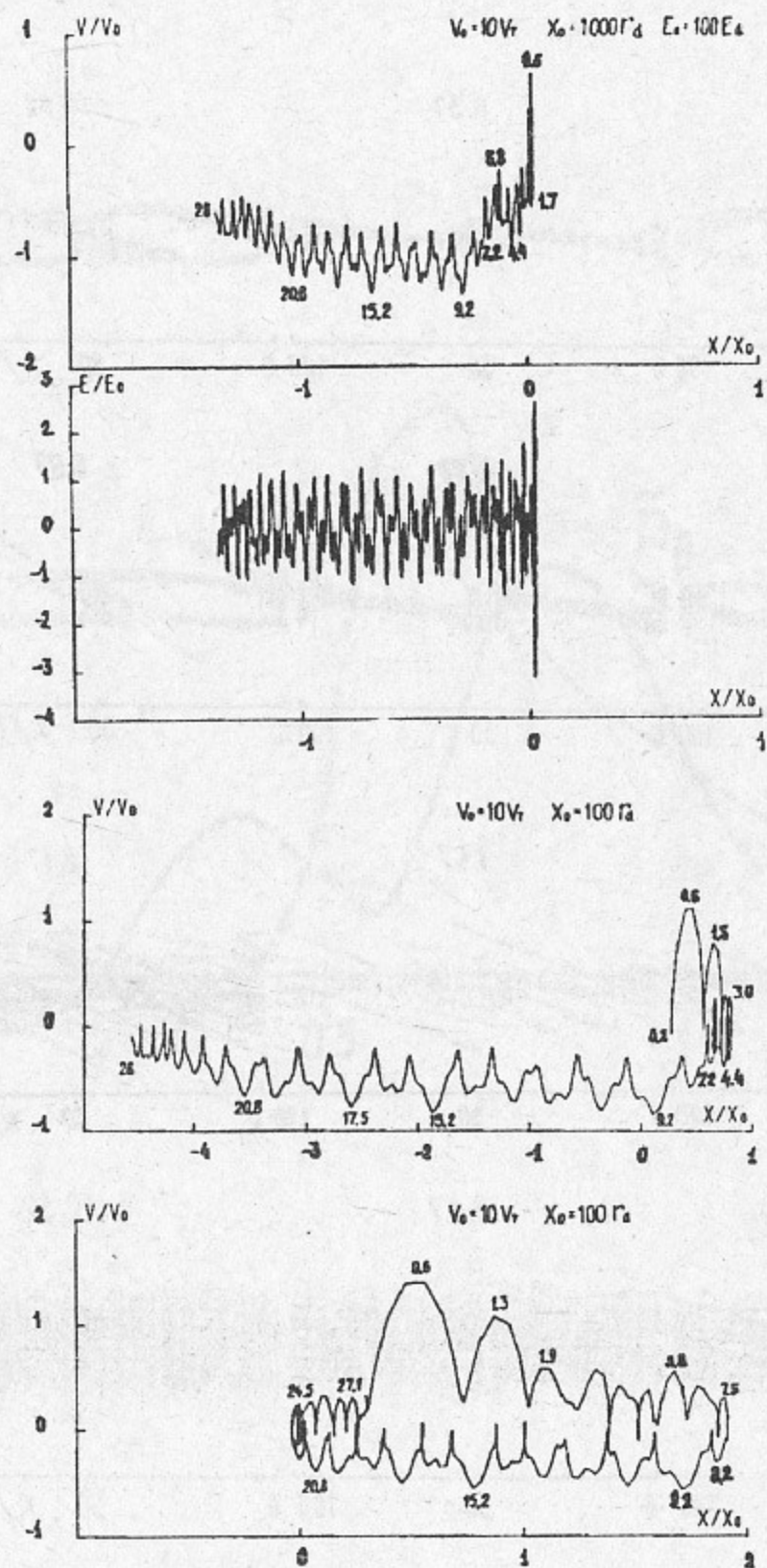


Рис. 15. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$. Случай 1-6. Цифры на траектории — моменты времени, когда частица имеет данные x и v . $E_D = m r_d / e T_{oc}^2$: а — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 1$; б — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 1$. В системе волны $N = -5$; $v_{\Phi}^N / v_T = -5, 13$; в — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 1$. В системе волны $N = -3$; $v_{\Phi}^N / v_T = -7, 89$.

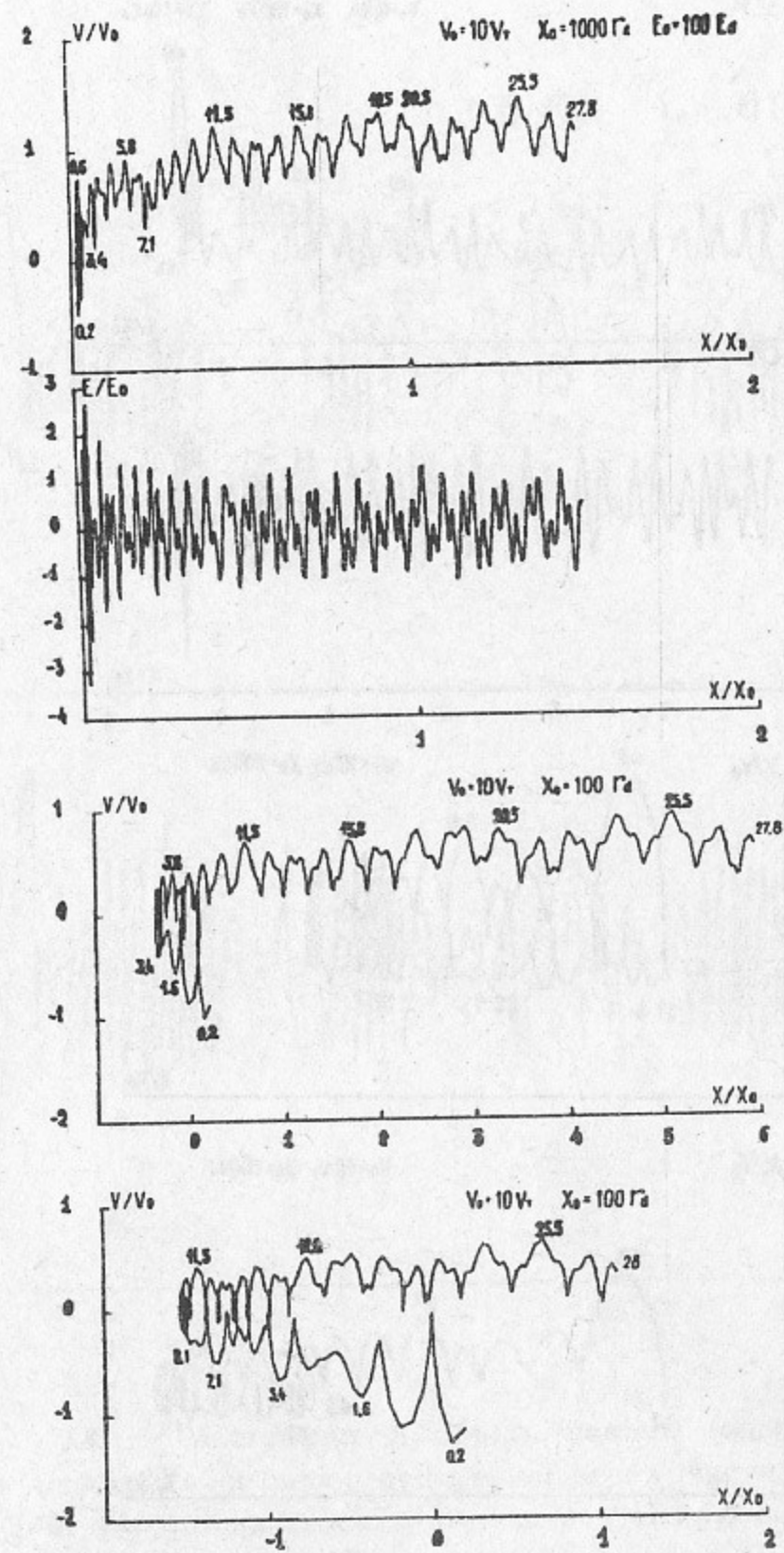


Рис. 16. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$. Случай 1-6. Цифры на траектории — моменты времени, когда частица имеет данные x и v . $E_D = m r_d / e T_{oc}^2$: а — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 2$; б — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 2$. В системе волны $N = 5$; $v_{\Phi}^N / v_T = 5, 13$; в — $x_0 / r_d = 25$; $v_0 / v_T = 2$. В системе волны $N = 3$; $v_{\Phi}^N / v_T = 7, 89$.

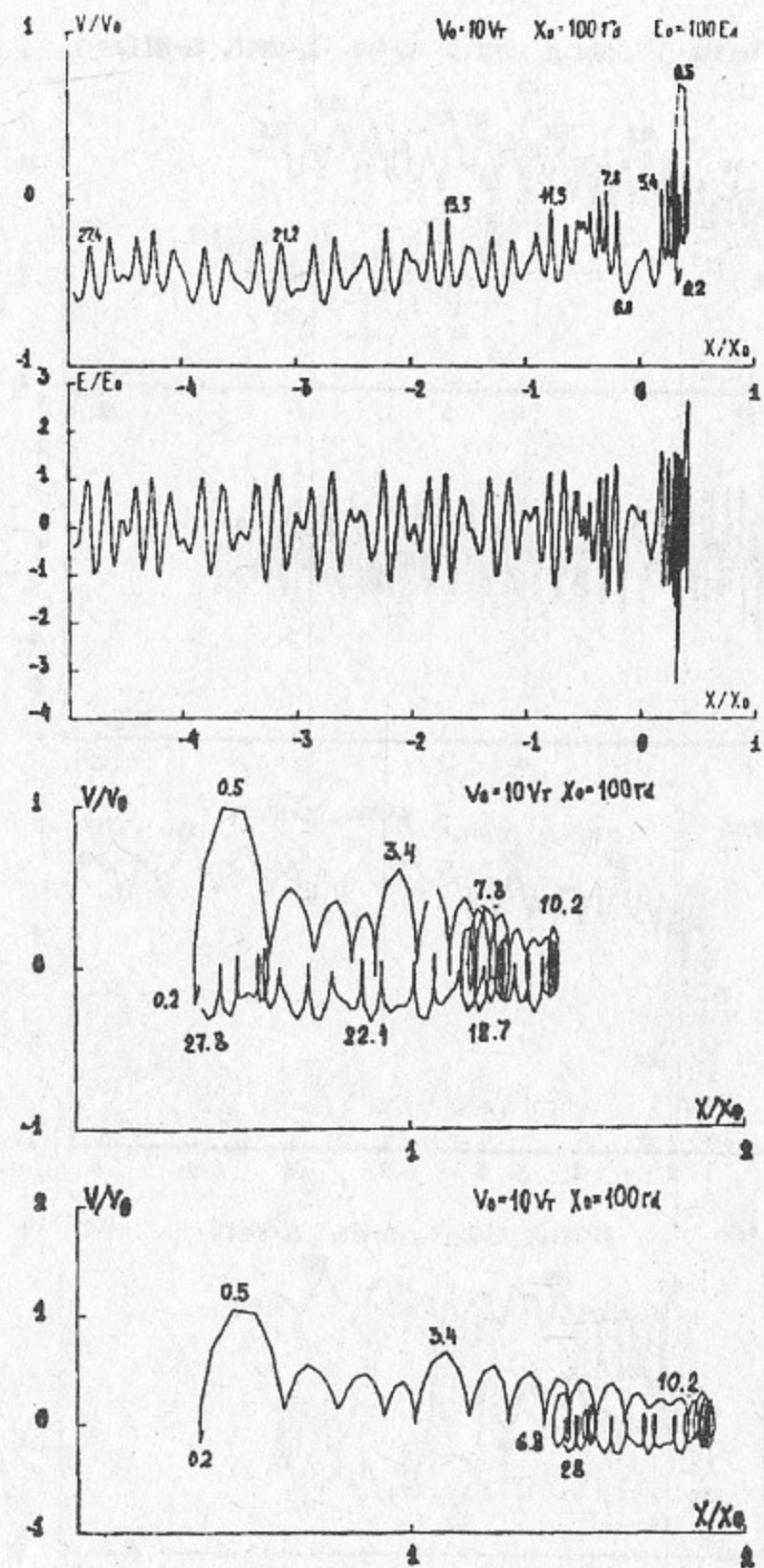


Рис. 17. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$. Случай 1-6. Цифры на траектории — моменты времени, когда частица имеет данные x и v . $E_D = m r_d / e T_{oc}^2$: а — $x_0 / r_d = 37$; $v_0 / V_T = 0$; б — $x_0 / r_d = 37$; $v_0 / v_T = 0$. В системе волны $N = -9$; $v_{\Phi}^N / v_T = 3,50$; в — $x_0 / r_d = 37$; $v_0 / v_T = 0$. В системе волны $N = -7$; $v_{\Phi}^N / v_T = 4,04$.

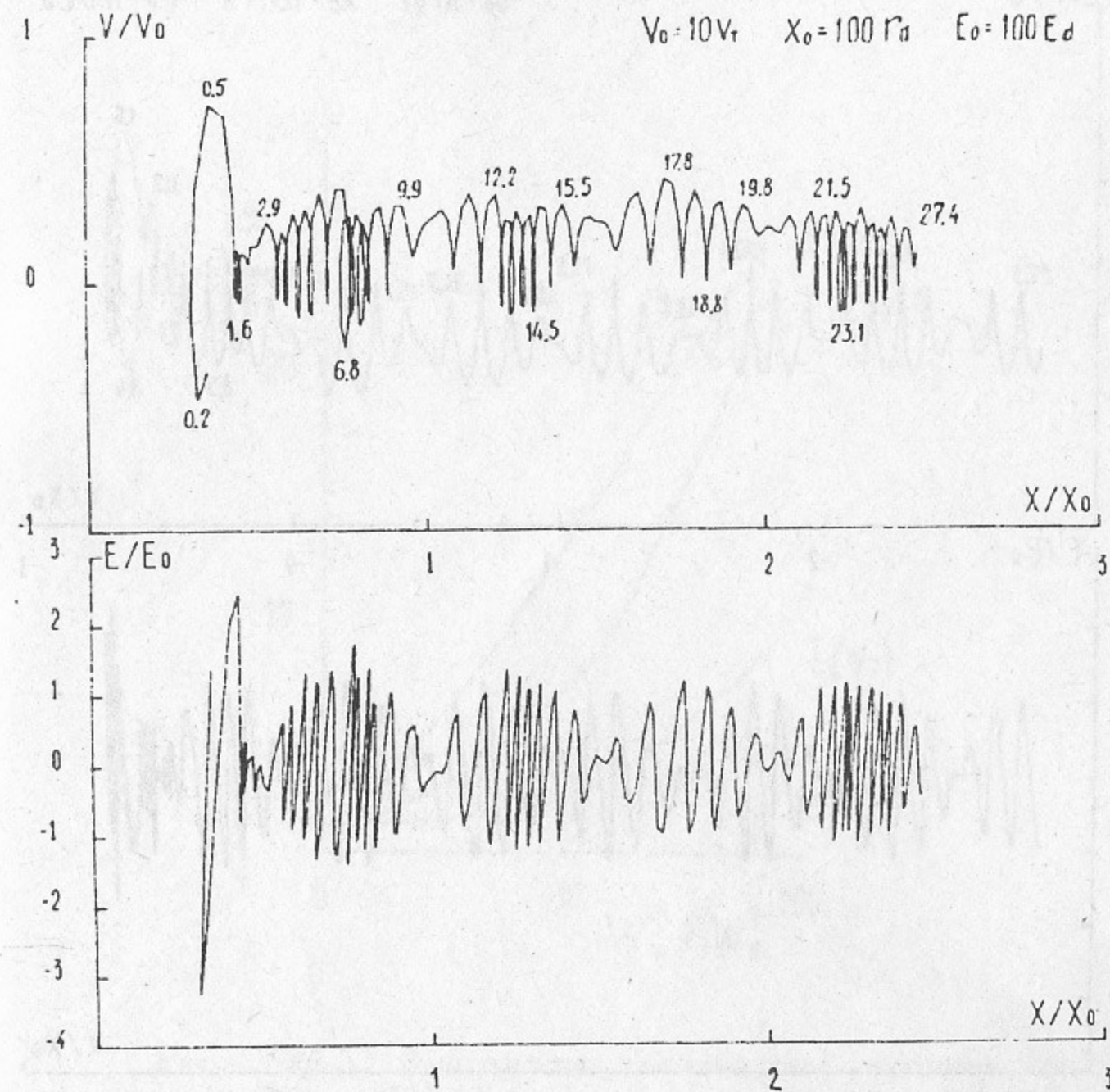


Рис. 18. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$. Случай 1-6. Цифры на траектории — моменты времени, когда частица имеет данные x и v . $E_D = m r_d / e T_{oc}^2$: $x_0 / r_d = 37$; $v_0 / V_T = 0,5$.

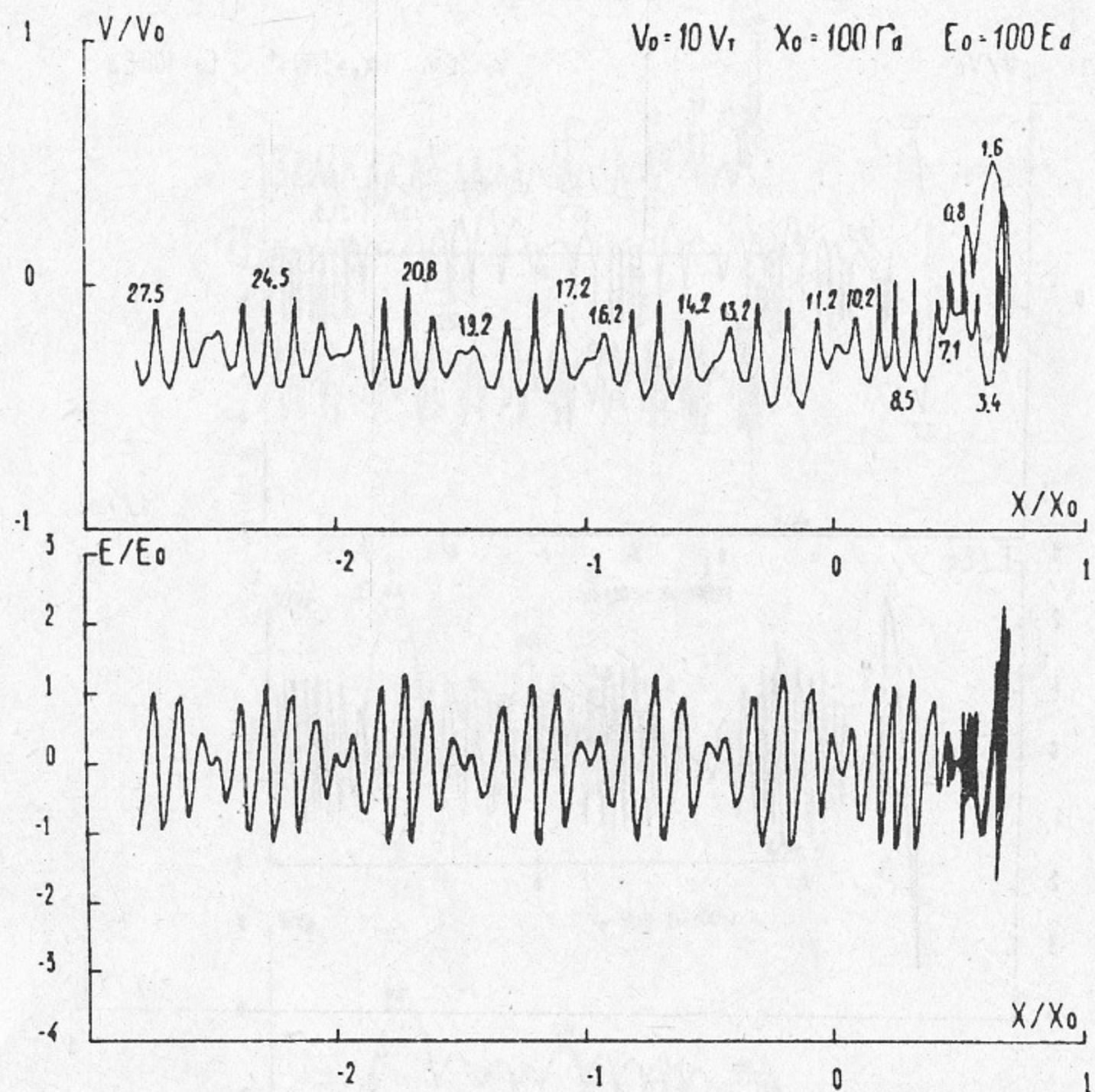


Рис. 19. Траектории пробных частиц (электронов) на фазовой плоскости и поле, действующее на частицу $E_N(x, t)$. Случай 1-6. Цифры на траектории—моменты времени, когда частица имеет данные x и v . $E_D = m r_d / e T_{oc}^2$; $x_0 / r_d = 50$; $v_0 / V_T = 0$;

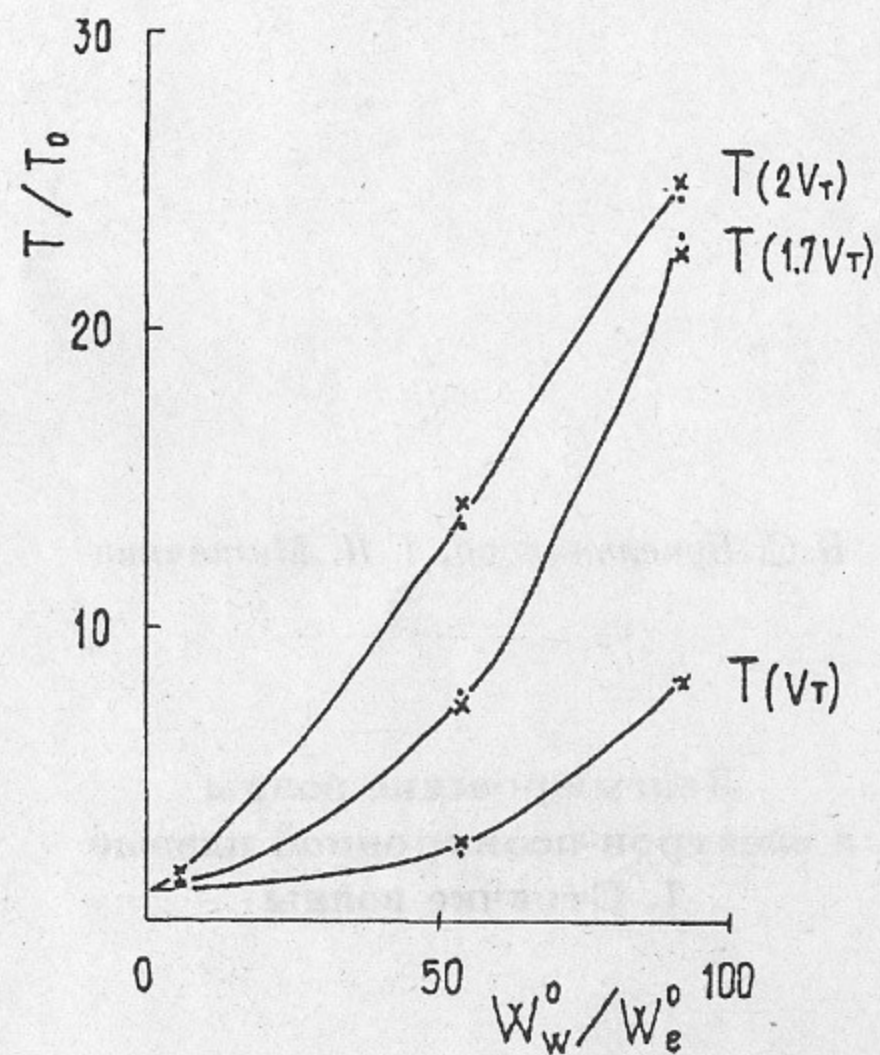


Рис. 20. Зависимость температуры электронов (o) и позитронов (x) от начальной энергии волны W_w^0/W_e^0 . $T(v_T)$, $T(1,7v_T)$, $T(2v_T)$ —температура, определенная по ширине $f(v)$ на уровне, соответствующем v_T , $1,7v_T$, $2v_T$.

Н.С. Бучельникова, Е.П. Маточкин

**Ленгмюровские волны
в электрон-позитронной плазме
I. Стоячие волны**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 23 апреля 1992 г.

Подписано в печать 23.04.1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,0 печ.л., 2,4 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ N 26

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