

Б.94

861



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННЫЕ ВОЛНЫ  
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. I

ПРЕПРИНТ 83-88

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
физики СО АН СССР  
ИНВ. № \_\_\_\_\_



НОВОСИБИРСК



# ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. I.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

## А Н Н О Т А Ц И Я

Проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию развития синусоидального возмущения скоростей ионов в диапазоне параметров  $\lambda/r_d \sim 20-100$ ;  $\tilde{v}_0/c_s = 5 \cdot 10^{-2}-10$ .

Показано, что при малых  $\tilde{v}_0 \lesssim 0,1 c_s$  развитие возмущения приводит к возбуждению линейной стоячей ионно-звуковой волны. При увеличении  $\tilde{v}_0$  эта волна становится нелинейной - возмущения  $\tilde{v}(x), \tilde{n}(x), \varphi(x)$  укрупняются. При  $\tilde{v}_0 \lesssim c_s$  укрупнение приобретает характер фронта, а все явление - характер бесстолкновительной волны. Это особенно четко проявляется в случае длинноволновых колебаний, где фронты ударной волны имеют характер двойного слоя.

При дальнейшем росте  $\tilde{v}_0 \gtrsim c_s$  существенную роль начинает играть захват ионов (ускорение ионов на фронте ударной волны). Захват ионов играет определяющую роль и приводит к развитию  $\chi$ -опрокидывания, когда самосогласованный потенциал становится сравнимым с начальной энергией ионов  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2 \sim 1$ .

Найдено, что на начальной стадии развития возмущения формируется солитоноподобная структура возмущения плотности и потенциала. Захват электронов в область положительного потенциала и отражение от нее ионов приводит к образованию структуры типа электронного вихря в фазовом пространстве. Развитие этой структуры приводит к формированию ударных волн или к  $\chi$ -опрокидыванию.

Анализ ионных траекторий в фазовом пространстве показывает, что формирование ударных волн обусловлено отражением ионов от области положительного потенциала, а  $\chi$ -опрокидывание - ускорением ионов на границе этой области в двойном слое.

# LARGE AMPLITUDE ION WAVES. I.

N.S.Buchelnikova, E.P.Matockhin

Institute of Nuclear Physics,  
630090, Novosibirsk 90, USSR

## A b s t r a c t

The numerical experiments (PIC-method) were made to investigate the evolution of sinusoidal ion velocity perturbation with initial parameters  $\lambda/r_d \sim 20-100$ ;  $\tilde{v}_0/c_s \sim 5 \cdot 10^{-2}-10$ .

The evolution of small amplitude perturbation  $\tilde{v}_0 \lesssim 0,1 c_s$  leads to the excitation of linear standing ion-sound wave. With increasing  $\tilde{v}_0$  ( $\tilde{v}_0 \lesssim c_s$ ) the standing wave becomes nonlinear - the perturbations  $\tilde{v}(x), \tilde{n}(x), \varphi(x)$  steepen and form the fronts. The standing wave gets the character of collisionless shock waves moving in the opposite directions. This is especially clear in the cases of longwavelength initial perturbation. Shock wave front in these cases has a character of the moving double layer.

With further increasing of  $\tilde{v}_0$  ( $\tilde{v}_0 \gtrsim c_s$ ) the trapping of the ions which is equivalent to the acceleration of the ions at the shock front becomes essential. When the self-consistent potential becomes comparable with the initial ion energy  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2 \sim 1$  the trapping (acceleration) of the ions becomes the main process, which leads to the development of the  $\chi$ -type breaking of the initial perturbation.

It is found that the initial stage of the ion velocity perturbation evolution is the formation of the solitonlike structure of the density and potential. The trapping of electrons in the region of positive potential and the reflection of ions from this region lead to the formation of phase space electron vortex (electron hole). The evolution of this structure leads to the formation of shock waves or to the  $\chi$ -type breaking.

The analysis of the ion trajectories in the phase space shows that the formation of the shock waves is due to the reflection of the ions from the region of positive potential. The  $\chi$ -type breaking is due to the acceleration of the ions at the boundary of this region in the double layer.



## ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. I.

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

Ранее нами были проведены численные эксперименты (метод частиц в ячейках) по исследованию модуляционной неустойчивости ленгмювских волн /1,2/ и конверсии ленгмювских волн в неоднородной плазме /3/ в одномерной системе.

Было найдено, что при некоторых параметрах развитие модуляционной неустойчивости и конверсии приводит к коллапсу и затуханию поля. В результате действия пондеромоторной силы при развитии коллапса электроны выталкиваются из области концентрации поля. Это приводит к возмущению скоростей ионов и развитию впадин плотности. Развитие возмущения плотности после затухания поля определяется этим возмущением скоростей ионов /2/. Было обнаружено, что характер развития возмущения зависит от его параметров.

В настоящей работе моделируется это явление - исследуется развитие синусоидального возмущения скоростей ионов в однородной (в начальный момент) по плотности плазме.

Аналогичная задача рассматривалась ранее в простых аналитических моделях /4,5/ и численных экспериментах с кинетическим описанием ионов и гидродинамическим - электронов /4/. В работе /5/ описаны лабораторные эксперименты по исследованию развития возмущения скоростей пучка ионов. Было найдено, что характер развития возмущения меняется при изменении его параметров и были найдены области параметров, в которых наблюдается то или иное явление. Однако результаты работ /4/ и /5/ не согласуются.

В настоящей работе исследуется развитие возмущения скоростей ионов в широком диапазоне параметров:  $\lambda/\lambda_d \sim 20-100$ ;  $\tilde{v}_0/c_s \sim 5 \cdot 10^{-2}-18$ . Для проведения численного эксперимента используется метод частиц в ячейках. Такой численный эксперимент эквивалентен полному решению кинетического уравнения и содержит меньше ограничений, чем аналитические и численные расчеты, проведенные в работах /4,5/.

Численные эксперименты проводились в одномерной системе с периодическими граничными условиями. Для электронов и ионов задавалось максвелловское распределение по скоростям с отношением температур  $T_i/T_e = 30$  и  $M/m = 10^2$ . При этом тепловая скорость ионов  $v_{Ti} = 0,018 v_{Te}$ , а ионно-звуковая скорость  $c_s = 0,1 v_{Te} = 5,48 v_{Ti}$ . Поскольку число частиц ограничено ( $N_e = N_i = 10^4$ ), функции распределения по скоростям обрезаются на скорости  $v \approx 2 v_T$ . Счетные параметры численного эксперимента - шаг по координате  $\Delta x = 1/r_{De}$ , шаг по времени  $\tau = 0,05 T_{oe}$ ,  $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$  - период плазменных колебаний.

В начальный момент времени ионы и электроны равномерно распределяются по длине системы и задается возмущение скоростей ионов  $\tilde{v}(x) = \tilde{v}_0 \cos kx$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\tilde{v}_0$  - амплитуда возмущения скорости. Возмущение плотности  $\tilde{n}(x)$ , потенциал  $\varphi(x)$  и электрическое поле  $E(x)$  в начальный момент времени равны нулю. Обычно задается  $\lambda = \mathcal{L}$  ( $\mathcal{L}$  - длина системы), т.е. первая гармоника.

Контроль правильности расчета проводится по сохранению полной энергии и импульса системы и по независимости результатов от счетных параметров - шага по координате  $\Delta x$  и по времени  $\tau$  /6/, отношения  $\mathcal{L}/\lambda$ .

Проводилось 3 серии экспериментов, различающихся длиной волны возмущения. В каждой серии изменялась амплитуда возмущения. Начальные параметры приведены в таблице I.

Мы разделим материал на две части: в настоящей работе I рассматриваются случаи сравнительно небольших амплитуд возмущения, в работе II рассматриваются случаи больших амплитуд и анализируются особенности развития возмущения во всем диапазоне амплитуд. Параметры рассмотренных в настоящей работе случаев приведены в таблице 2. Случай серии 2 подробно описан в работе /6/.

При развитии заданного возмущения скоростей ионов растет возмущение плотности, потенциал и напряженность электрического поля. Одновременно уменьшается энергия возмущения ионов  $\Delta W_i$ , растет энергия возмущения электронов  $\Delta W_e$  и энергия поля  $W_E$



Таблица 1

Серия 1.  $\lambda/r_d = 20$ ;  $kr_d = 0,314$  ;  $\frac{T^i}{T_{oe}} = 33$ ;  
 $V_{\phi}^i/c_s = 0,954$ .

Случай	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	I-6	I-7	I-8
	0,05	0,1	0,4	1,0	3,0	5,0	8,0	12,0

Серия 2.  $\lambda/r_d = 50$ ;  $kr_d = 0,126$  ;  $\frac{T^i}{T_{oe}} = 80$ ;  
 $V_{\phi}^i/c_s = 0,992$ .

Случай	2-1	2-2	2-3	2-4	2-5	2-6	2-7
	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	10,0	12,0

Серия 3.  $\lambda/r_d = 100$ ;  $kr_d = 0,063$  ;  $\frac{T^i}{T_{oe}} = 159$ ;  
 $V_{\phi}^i/c_s = 0,998$ .

Случай	3-1	3-2	3-3	3-4	3-5	3-6	3-7	3-8
	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0	9,0	12,0	18,0

$$V_{\phi}^i = \frac{c_s}{[1+(kr_d)^2]^{1/2}} - \text{фазовая скорость ионно-звуковой волны};$$

$$T^i = \lambda/V_{\phi}^i - \text{период ионно-звуковых колебаний.}$$

( $\Delta W_{i,e} = W_{i,e} - W_{i,e}^0$ , где  $W_{i,e}$  - тепловая энергия). Минимальная энергия ионов и максимальная энергия электронов и поля достигаются, как правило, почти одновременно в момент  $t_m$ . Моменты, когда достигается максимальная плотность  $\tilde{n}(x,t)$ , потенциал  $\varphi(x,t)$ , поле  $E(x,t)$  иногда несколько различаются между собой и отличаются от  $t_m$ . Различие, как правило, не превышает  $1-2 T_{oe}$  ( $T_{oe} = 2\pi/\omega_{oe}$  - период плазменных колебаний). Мы будем использовать обычно момент  $t_m$ , когда минимальна энергия ионов, и  $t_{max}$  - момент, когда достигается максимальное возмущение плотности  $\tilde{n}_{max}$ . Отметим, что  $t_m$  определяется с точностью до временного шага  $\tau$ ,  $t_{max}$  обычно с худшей точностью. Приведенное в таблице  $\varphi_{max}$  определяется в момент  $t \approx t_m$ , когда максимальна  $W_E$ .

Таблица 2

Случай	I-1	I-2	I-3	I-4	I-5	3-1	3-2	3-3	3-4	3-5
$V_{\phi}^i/c_s$	0,05	0,1	0,4	1,0	3,0	1,0	2,0	3,0	5,0	8,0
$\lambda/r_d$	20	20	20	20	20	100	100	100	100	100
$\Delta W_i^0/W_e^0$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	5,0	$5,6 \cdot 10^{-1}$	2,2	5,0	14,0	35,8
$t_m/T_{oe}$	7,5	7,3	6,6	5,3	2,7	24,2	17,4	11,4	7,0	4,4
$\delta W_E/\Delta W_i^0$	0,93	0,92	0,90	0,82	0,45	0,82	0,71	0,60	0,49	0,36
$\delta W_e/\Delta W_i^0$	0,89	0,85	0,81	0,68	0,26	0,80	0,66	0,55	0,40	0,24
$\delta W_E/\Delta W_i^0$	0,14	0,16	0,16	0,21	0,19	0,03	0,05	0,06	0,10	0,13
$t_{max}/T_{oe}$	6,3	6,3	5,0	4,0	2,0	19	17	11	6,8	4,1
$\tilde{n}_{i,max}/n_0$	0,05	0,1	0,4	1,2	5,1	0,8	2,0	3,4	5,9	12
$\tilde{n}_{e,max}/n_0$	0,05	0,09	0,3	0,8	1,2	0,8	1,4	2,2	3,5	4,7
$c\varphi_{max}/T_e$	0,05	0,09	0,5	1,6	4,4	2,8	4,9	8,0	17,7	31,9



$\exp\left(\frac{e\varphi_{max}}{T_e}\right) - 1$	0,05	0,1	0,7	3,8	77	15	$1 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{13}$
$e\varphi_{max} / M\tilde{v}_0^2$	49,8	25,2	6,7	3,1	1,0	5,5	2,4	1,8	1,4	1,0
$2\sqrt{e\varphi_x} / Mv_i$	0,37	0,53	1,1	1,8	3,1	2,4	3,1	4,0	6,0	8,0
$2\sqrt{e\varphi_x} / V_T$	0,35	0,50	1,0	1,8	3,0	2,4	3,1	4,0	6,0	8,0
$T_B / T_{0e}$	12,8	9,0	4,4	2,6	1,5	9,6	7,2	5,6	3,8	2,8

Пояснения к таблице 2.

$\Delta W_i^0 = W_i - W_i^0$  - начальная энергия возмущения ионов;  $t_m$  - момент, когда  $\Delta W_i(t)$  минимально;  $\delta W_{i,e}$  - максимальное изменение  $\Delta W_{i,e}$ ,  $W_E$  в  $t \sim t_m$  [ $\delta W_i = \Delta W_i(t_m) - \Delta W_i^0$ ];  $\delta W_e = \Delta W_e(t_m)$ ;  $\delta W_E = W_E(t_m)$ ;  $t_{max}$  - момент, когда максимально возмущение плотности;  $\tilde{n}_{i,e}^{max}$  - максимальное возмущение плотности ионов и электронов;  $\varphi_{max}$  - максимальный потенциал в момент, когда максимально  $W_E$  в  $t \sim t_m$  ( $t_{max}$ ,  $\tilde{n}_{max}$ ,  $\varphi_{max}$  определены приближенно);  $2\sqrt{e\varphi_x} / M$ ,  $2\sqrt{e\varphi_x} / m$  - амплитуда сепаратрис, ограничивающей область захвата ионов и электронов,  $\varphi_x = \varphi_{max}/2$  - амплитуда бегущих волн, составляющих стоячую с максимальным потенциалом  $\varphi_{max}$ ;  $T_B = \frac{1}{k\sqrt{e\varphi_{max}}/m}$  - период колебаний захваченных стоячей волной электронов.

Естественно ожидать, что начальное возмущение скорости ионов приведет к возбуждению стоячей ионно-звуковой волны. Действительно, это наблюдается при малых амплитудах возмущения.

Случай I-I.  $\tilde{v}_0/c = 0,05$ ;  $\lambda/r_d = 20$ .

На Рис.1 показана зависимость  $W(t)$  [ $\Delta W_i(t)$ ,  $\Delta W_e(t)$ ,  $W_E(t)$ ], на Рис.2 -  $\tilde{n}_m(t)$  - амплитуда возмущения плотности. Следует отметить, что из-за малости возмущения в  $t/T_{0e} \approx 10$  кривые  $W_E(t)$ ,  $\Delta W_e(t)$  сильно искажены шумами и поэтому не приведены на Рис.1. На кривых  $\Delta W_i(t)$  шумы сказываются значительно позже.

Из Рис.1,2 видно, что  $W(t)$  и  $\tilde{n}_m(t)$  меняется периодически, причем  $t_m \approx t_{max} \sim 7,5 T_{0e}$ . Эта величина близка к четверти периода ионно-звуковых колебаний  $T_{i/4} \sim 8 T_{0e}$ . Также периодически меняются потенциал, электрическое поле и возмущение скорости ионов. Последнее видно по фазовым плоскостям ионов Рис.3. Амплитуды возмущения  $\tilde{n}$ ,  $\varphi$  и  $E$  достигают максимальной величины в  $t \sim t_{max}$ , когда возмущение скорости минимально, и минимальной величины в  $t \sim 2t_{max}$ , когда возмущение скорости максимально, но имеет другую фазу ( $t/T_{0e} = 15$ ). При этом все возмущения  $\tilde{v}(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$ ,  $\varphi(x)$ ,  $E(x)$  близки к синусоидальным.

Совокупность этих фактов показывает, что при развитии возмущения скоростей ионов малой амплитуды возбуждается линейная стоячая ионно-звуковая волна.

Линейность этой волны подтверждается видом траекторий ионов (Рис.4а) - траектории ионов с малыми начальными скоростями близки к окружностям, с большими - к синусоидам. Отметим, что частицы с начальными координатами  $v_0 = 0$ ,  $x_0 = \lambda/4$  и  $3\lambda/4$  покоятся.

При развитии начального возмущения  $\tilde{v}(x)$  возмущение плотности ионов компенсируется электронами - наблюдается, что  $\tilde{n}_e(x) \approx \tilde{n}_i(x)$ , так что возмущение плотности является квазинейтральным. Следствием этого является малость энергии электрического поля  $W_E$  (Рис.1). В результате обмен энергией идет между ионами и электронами (Рис.1), хотя столкновений между ними нет.

Распределение электронов практически не отличается от Больцмановского  $\frac{n_e}{n_0}(x,t) = \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right)(x,t)$ , где  $n_e = n_0 + \tilde{n}_e(x,t)$ . Действительно, кривые  $\tilde{n}_e/n_0(x)$  и  $(\exp\frac{e\varphi}{T_e} - 1) = f(x)$  практически совпадают (Рис.5а).



Однако из таблицы 2 видно, что область захвата электронов в  $t \sim t_m$  имеет заметную величину  $\sim 0,37 V_T^e$  (область захвата определена для бегущей волны с амплитудой потенциала  $\varphi_x = \varphi_{max}/2$ ). Действительно, по фазовым плоскостям электронов (Рис.3,  $t/T_{oe} = 7,5$ ) видно, что происходит захват электронов (в начальный момент времени задается пучок "пробных" электронов с  $V_0 = c_s$ ). Электроны захватываются в область положительного потенциала на  $x/r_d \sim 0-10$ . При уменьшении потенциала они выходят из захвата ( $t/T_{oe} \sim 15$ ), а при изменении фазы  $\varphi(x)$  вновь начинают захватываться в область  $\varphi(x) > 0$ , на  $x/r_d \sim 10-20$  ( $t/T_{oe} \sim 23$ ).

Это подтверждается и траекториями электронов с малыми начальными скоростями (Рис.4б). Электроны с большими начальными скоростями  $v > V_{\phi}^i + 2\sqrt{\frac{e\varphi_x}{m}}$  являются пролетными и их траектории близки к синусоидам (Рис.4б).

Таким образом, захват некоторого числа электронов действительно наблюдается, но не меняет заметным образом Больцмановского распределения.

#### Случай I-2, $V_0/c_s = 0,1$ .

При увеличении амплитуды  $V_0$  характер развития возмущения сохраняется -  $W(t)$ , а также  $\tilde{n}(t)$ ,  $\varphi(t)$ ,  $E(t)$  меняются периодически с периодом, близким к случаю I-I ( $t_m/T_{oe} \sim 7,3$ ). Это показывает, что возбуждается стоячая ионно-звуковая волна. Однако волна более не является линейной. Действительно, по фазовой плоскости ионов видно, что возмущение скоростей в  $t > t_m$  несколько укрупняется (Рис.6,  $t/T_{oe} \sim 13$  и  $15$ ). Немного укрупняются также  $\tilde{n}(x)$  и  $\varphi(x)$ .

Это неудивительно, поскольку область захвата ионов возрастает - в этом случае  $2\sqrt{\frac{e\varphi_x}{m}}/V_{\phi}^i \sim 0,5$ , т.ч. можно ожидать, что движение ионов будет нелинейным [7]. Действительно, траектории ионов с большими начальными скоростями ( $v > V_T^i$ ) отличаются от синусоид (Рис.7).

В этом случае, также как и в случае I-I, возмущение плотности квазинейтрально, а распределение электронов является Больцмановским, хотя область захвата электронов здесь больше, чем в случае I-I (таблица 2, Рис.6).

#### Случай I-3, $V_0/c_s = 0,1$ .

Еще более четко нелинейность стоячей ионно-звуковой волны проявляется в случае I-3. Как видно из Рис.8 укрупнение  $\tilde{v}(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$ ,  $\varphi(x)$  в этом случае приобретает характер фронтов ( $t/T_{oe} \sim 10$ ), которые расходятся из области, где в момент  $t \sim t_{max} \sim 5T_{oe}$  максимальна плотность. Электрическое поле оказывается сосредоточенным на фронтах. Таким образом, явление приобретает некоторые черты бесстолкновительной ударной (квазиударной) волны [8,9] (см. также [10-17]). Однако изменение  $W(t)$  (Рис.9),  $\tilde{n}(t)$ ,  $\varphi(t)$  сохраняет черты стоячей волны, хотя в этом случае  $t_m/T_{oe} \sim 6,6$  несколько меньше, чем в случаях I-I и I-2.

Ранее [7] мы наблюдали нелинейные бегущие ионно-звуковые волны, развивающиеся из начального возмущения плотности. В такой волне укрупняются и приобретают характер фронта возмущения  $\tilde{v}(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$ , а также  $\varphi(x)$ , так что бегущая волна приобретает общие черты с бесстолкновительной ударной волной.

Для моделирования явления, которое наблюдается в случае I-3, задавались прямая и обратная бегущие нелинейные ионно-звуковые волны с параметрами, соответствующими случаю I-3 ( $\lambda/r_d = 20$ ;  $\tilde{n}_0/n_0 = 0,2$ ). Развивающаяся при этом нелинейная стоячая ионно-звуковая волна практически не отличается от случая I-3 (все зависимости от  $x$  и  $t$  практически совпадают).

#### Случай I-4, $V_0/c_s = 1$ .

Хотя черты стоячей волны сохраняются и в этом случае (Рис.10), более выраженными становятся черты ударной волны. В этом случае фронты  $\tilde{v}(x)$  начинают формироваться уже на начальной стадии  $t < t_m \sim 5,3 T_{oe}$  (Рис.11,  $t/T_{oe} \sim 2$  и  $3$ ). Уже к моменту  $t_{max} \sim 4,0 T_{oe} \sim 0,13 T_i$  достигается максимальное возмущение плотности, причем распределение  $\tilde{n}(x)$  и  $\varphi(x)$  имеет характер солитона. На фазовой плоскости ионов при этом видны четко выраженные фронты  $\tilde{v}(x)$ . В моменты времени  $t/T_{oe} > 4-5$  фронты четко проявляются также в  $\tilde{n}(x)$  и  $\varphi(x)$ . Поле оказывается сосредоточенным на фронтах и движется вместе с ними. Скорость распространения фронтов  $\sim 1,2 c_s$ . На Рис.11 показан момент встречи фронтов  $t/T_{oe} \sim 16$  и более поздний момент  $t/T_{oe} \sim 20$ , показывающий, что  $\tilde{v}(x)$  сохраняет характер фронтов и после их встречи.



Случай 3-1.  $\tilde{v}_0/c_s = 1; \lambda/r_d = 100$ .

Преобладающую роль черты ударной волны играют в случае длинноволновых возмущений, когда период ионно-звуковых колебаний велик. Также как и в случае I-4, фронты  $\tilde{v}(x)$  в случае 3-1 формируются на начальной стадии  $t < t_m \sim 2.4 T_{oe}$  (отметим, что  $T_{oe}^{1/4} \sim 40 T_{oe}$ ), что видно из Рис. I2a ( $t/T_{oe} \sim 10-15-19$ ). К моменту  $t_{max} \sim 19 T_{oe} \sim 0,12 T'$  формируется солитоноподобная структура и возмущение плотности достигает максимума. В моменты  $t/T_{oe} \approx 19$  формируются фронты  $\tilde{n}(x), \varphi(x)$  (Рис. I2б). Фронты  $\tilde{v}(x), \tilde{n}(x), \varphi(x)$  в этом случае хорошо выражены. Скорость фронтов  $\sim 1,4 c_s$ , так что фронты успевают сформироваться и пройти заметное расстояние за время меньше  $T_{oe}^{1/4}$ , когда изменение амплитуды  $\tilde{n}$  и  $\varphi$  еще невелико.

Из Рис. I2б хорошо видно, что практически все электрическое поле сосредоточено на фронтах. Между фронтами в области большей плотности  $\tilde{n}$  поля практически нет. Следует отметить, что скачок потенциала на фронте, разделяющий области разных потенциалов, может рассматриваться как движущийся двойной слой /18,19/ (см. также /20-25/). Действительно, этот скачок имеет ширину  $\sim$  нескольких  $r_d$  и связан с разделением зарядов электронов и ионов. На возможность трактовки бесстолкновительной ионно-звуковой ударной волны как движущегося двойного слоя обращалось внимание и ранее /26,27/.

Рассмотрим траектории ионов в случаях с выраженными чертами ударной волны. На Рис. I3а, представлены траектории ионов с разными начальными скоростями для случаев I-3 и I-4. Видно, что определяющую роль в этих случаях играет отражение ионов от области положительного потенциала. Это отражение и определяет формирование фронтов. Отметим, что этот факт согласуется с представлениями об определяющей роли отражения ионов при формировании бесстолкновительной ударной волны /8/.

По фазовым плоскостям ионов в случаях I-4, 3-1 видно образование характерных хвостов ускоренных ионов (Рис. II  $t/T_{oe} \approx 10$ ; Рис. I2a  $t/T_{oe} \sim 35$ ). Если исходить из трактовки наблюдаемого явления как стоячей ионно-звуковой волны, то образование хвостов ускоренных ионов можно объяснить захватом ионов бегущими волнами, составляющими стоячую волну. В работе /7/ было показано,

что бегущая ионно-звуковая волна начинает захватывать ионы, если выполнено условие  $2 \sqrt{e\varphi}/m/V_0^i > 1,1$  (для  $\lambda/r_d \approx 20$ ). Из таблицы 2 видно, что случаи I-1 - I-3, когда не наблюдаются ускоренных ионов, лежат ниже или вблизи этой границы, а случаи I-4, 3-1, когда наблюдаются ускоренные ионы, - выше этой границы. Это подтверждает, что ускорение ионов можно рассматривать как результат их захвата.

Если исходить из факта формирования фронтов, то следует обратиться к траекториям ионов. Анализ траекторий в случае I-4 (Рис. I4а) показывает, что ускоряются некоторые отраженные ионы или некоторые ионы, преодолевшие потенциальный барьер и попавшие в фазу ускорения в  $t < t_m$ . Если скорость этих частиц близка к скорости фронта, они длительное время находятся в фазе ускоряющего поля и набирают энергию до тех пор пока не опередят фронт и попадут в фазу тормозящего поля. Таким образом, это явление можно рассматривать как ускорение ионов на фронте бесстолкновительной ударной волны или как ускорение в двойном слое.

Случай 3-2.  $\tilde{v}_0/c_s = 2$ ; 3-3.  $\tilde{v}_0/c_s = 3$ ; 3-4.  $\tilde{v}_0/c_s = 5$ ;  
 $\lambda/r_d = 100$ .

С ростом  $\tilde{v}_0$  захват ионов начинается все раньше и вовлекает все большее количество ионов. Так в случаях 3-2 (Рис. I5), 3-3 и 3-4 (Рис. I6) захват начинается в  $t/T_{oe} \approx 15, \approx 10$  и  $\approx 6$  соответственно. Подобная картина наблюдается также в случаях  $\lambda/r_d = 20, \tilde{v}_0/c_s \sim 1,5$  и  $2$ ;  $\lambda/r_d = 50; \tilde{v}_0/c_s \sim 2$  и  $3$ .

Во всех рассмотренных случаях фронт  $\tilde{v}(x)$  формируется раньше, чем начинается захват ионов. При дальнейшем увеличении  $\tilde{v}_0$  захват начинается на стадии формирования фронта. В работе /4/ такое явление было названо  $\chi$ -опрокидыванием. Рассмотрим случаи, когда захват ионов начинается на стадии формирования фронта.

Случай I-5.  $\tilde{v}_0/c_s = 3; \lambda/r_d = 20$ .

Случай 3-5.  $\tilde{v}_0/c_s = 8; \lambda/r_d = 100$ .

Из Рис. I7 (случай I-5) и Рис. I8 (случай 3-5) видно, что захват и ускорение ионов в этих случаях начинаются в районе максимального укручения  $\tilde{v}(x)$ , когда  $t \sim t_m$  (максимум  $\tilde{n}(x)$  достигается несколько раньше). Из Рис. I7, I8 видно, что в более



поздние моменты времени  $\tilde{V}(x)$  имеет характерную  $x$ -образную форму. Фронты  $\tilde{V}(x)$ , а также  $\tilde{n}(x)$  и  $\varphi(x)$  в этих случаях не образуются. Распределение плотности и потенциала и на ранней стадии  $t < t_m$ , и на стадии  $t > t_m$  имеет солитоноподобную форму. Вид фазовой плоскости электронов показывает, что уже на ранней стадии начинается захват электронов и формируется характерная структура. Эта структура сохраняется практически до встречи хвостов ускоренных ионов.

Процесс в этих случаях не имеет периодического характера (Рис.19). Действительно, при захвате и ускорении ионов ими поглощается энергия, что и приводит к нарушению периодичности. Это видно уже в случае I-4 (Рис.10). В случаях  $x$ -опрокидывания практически вся энергия, потерянная ионами на начальном этапе, вновь поглощается ими (Рис.19).

Обращает на себя внимание, что в случаях I-5, 2-4, 3-5 с  $x$ -опрокидыванием величина  $e\varphi_{max}/M\tilde{v}_0^2 \sim 1$  (Таблица 2 и /6/). Это значит, что в этих случаях энергия ионов с начальными тепловыми скоростями  $v_0 \sim 0$  сравнима с  $e\varphi_{max}$ , а энергия ионов с  $v_0 > 0$  превосходит  $e\varphi_{max}$ , так что значительная часть ионов может преодолеть потенциальный барьер даже в  $t \sim t_m$  а также и в  $t < t_m$ .

На Рис.20а показаны траектории ионов на фазовой плоскости в случае I-5. Видно, что в этом случае основную роль играют ионы, преодолевающие потенциальный барьер на  $x \sim \lambda/4$ . Те ионы, которые прошли через барьер в  $t < t_m$ , попадают в ускоряющее поле на стадии его роста и ускоряются до скорости большей начальной. Те ионы, которые проходят барьер в  $t$ , близкое к  $t_m$ , могут набрать скорость, близкую к начальной. Такие ионы и образуют хвосты ускоренных ионов на фазовой плоскости. В случаях типа I-4, когда захват начинается после формирования фронта, основную роль в образовании хвостов ускоренных ионов играют отраженные ионы, попавшие в фазу ускорения после отражения. В отличие от этого в случаях типа I-5 отраженных ионов мало и они не успевают ускориться до заметных скоростей, а основную роль играют ионы, прошедшие через потенциальный барьер.

Представляет интерес начальная стадия развития возмущения  $t \leq t_m$ . На этой стадии формируется структура с распределением плотности и потенциала, подобным ионному солитону

/10,28,29/. Действительно вблизи  $t \sim t_{max}$  возмущение плотности имеет вид пика, потенциал в области возмущения плотности положителен и имеет колоколообразную форму ( $t \sim t_{max}$ , Рис.11, 12б, 17, 18б).

При таком распределении потенциала электроны захватываются в области положительного потенциала, а ионы отражаются от нее. Это хорошо видно на Рис.13,14, где показаны траектории электронов и ионов для случаев I-3 и I-4. Захват электронов хорошо виден также по пробным частицам на фазовых плоскостях электронов (Рис.8,11,12,15-18). Максимальная скорость захваченных электронов согласуется с верхней границей области захвата  $2\sqrt{e\varphi_x}/v_T$  (Таблица 2,  $\varphi_x = \frac{1}{2}\varphi_{max}$ ), а время оборота по траектории согласуется с периодом захваченных частиц  $T_B = 2\pi/k\sqrt{e\varphi_{max}/m}$  (Таблица 2). Таким образом, эта структура представляет собой так называемый электронный вихрь в фазовом пространстве - phase-space electron vortex или electron hole. Такие образования интенсивно изучаются теоретически и экспериментально /18,30/ (см. также /31-36/ и /37-40/). Особый интерес представляет то, что такие структуры могут быть стационарными /36,41,42/.

В рассматриваемых случаях образующаяся к  $t \sim t_{max}$  структура не является стационарной. В случаях типа I-4, 3-1, 3-2 при ее дальнейшем развитии в  $t > t_{max}$  формируются и расходятся фронты  $\tilde{n}(x)$  и  $\varphi(x)$ . При этом электроны оказываются захваченными между фронтами в области  $\varphi = const$ ,  $E \approx 0$  (Рис. 11,12,15). Область эта увеличивается вплоть до  $\Delta x \sim \lambda$ , когда фронты встречаются (Рис.11). При встрече фронтов образуется новая область положительного потенциала, куда и оказываются захваченными электроны ( $x/r_d \sim 10-20$  на Рис.11,  $t/T_{oe} = 16$ ). Соответствующие траектории электронов будут приведены в работе II /43/.

В случаях с  $x$ -опрокидыванием, как мы уже отмечали выше, захват электронов приводит к формированию структуры типа электронного вихря уже на ранней стадии  $t < t_{max}$ . Поскольку в этих случаях нет расходящихся фронтов, эта структура меняется незначительно почти до  $t$  встречи хвостов ускоренных ионов, где она разрушается (Рис.17,18).



С ростом  $\tilde{v}_0$  и  $\lambda$  растет максимальное возмущение плотности и максимальный потенциал и возрастает число захваченных электронов. Как видно из таблицы 2, уже в случаях I-4, 3-I в область захвата попадают все электроны с начальными скоростями до  $V_0 \sim 2V_T$ . Неудивительно, что распределение электронов с ростом  $\tilde{v}_0$  начинает отличаться от Больцмановского (Рис.5), причем отличие растет с ростом  $\tilde{v}_0$  и  $\lambda$ . Как видно из таблицы 2, различие  $\tilde{n}_{e\max}/n_0$  и  $\exp \frac{e\varphi_{\max}}{T_e} - 1$ , характеризующее отклонение от Больцмановского распределения, быстро возрастает с  $\tilde{v}_0$  и  $\lambda$  и достигает многих порядков.

Из Рис.5 и таблицы 2 видно, что граница области начальных параметров, в которой распределение электронов является Больцмановским, для  $\lambda/r_d = 20$  лежит между  $\tilde{v}_0/c_s \sim 0,1$  и  $\sim 0,4$ , при этом  $2\sqrt{\frac{e\varphi_{\max}}{m} \frac{1}{V_T}} \sim 0,5-1$ .

Выше мы отмечали, что в случаях I-1 и I-2 развивающееся возмущение плотности квазинейтрально  $\tilde{n}_e(x) \approx \tilde{n}_i(x)$ . Квазинейтральность наблюдается и в случаях I-3, 3-I, хотя в районе фронтов и наблюдается некоторое различие  $\tilde{n}_e$  и  $\tilde{n}_i$ . С ростом  $\tilde{v}_0$  уменьшается ширина пика  $\tilde{n}_i(x)$ . Когда она достигает нескольких  $r_d$  ( $\leq 7-10 r_d$ ) появляется различие  $\tilde{n}_e$  в районе максимума становится меньше  $\tilde{n}_i$ . Это хорошо видно в случае I-4 в  $t_{\max}/T_{oe} \sim 4$  (Рис.11) и особенно четко видно в момент встречи фронтов  $t/T_{oe} \sim 16$ , когда возникает узкий пик  $\tilde{n}_i(x)$ . Еще более четко это видно в случаях I-5 и 3-5 (Рис.17,18б), где различие  $\tilde{n}_i(x)$  и  $\tilde{n}_e(x)$  существенно в течение довольно длительного времени.

Таким образом, развитие возмущения скоростей ионов в случае малых амплитуд  $\tilde{v}_0/c_s < 0,1$  приводит к возбуждению линейной стоячей ионно-звуковой волны. С ростом  $\tilde{v}_0$  стоячая волна становится нелинейной - возмущения  $\tilde{v}(x)$ ,  $\tilde{n}(x)$ ,  $\varphi(x)$  укрупняются. При дальнейшем росте  $\tilde{v}_0$  укрупнение приобретает характер фронта, а все явление приобретает черты бесстолкновительной ионно-звуковой ударной волны. Это особенно четко проявляется в случае длинноволновых возмущений, где фронты ударной волны имеют характер двойного слоя.

Эти явления наблюдаются в области начальных параметров возмущения таких, что максимальный потенциал удовлетворяет условию  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2 > 1$ . Анализ траекторий ионов показывает, что явление приобретает характер ударной волны, когда значительная часть ионов отражается от области положительного потенциала.

При дальнейшем росте возмущения  $\tilde{v}_0$  существенную роль начинает играть захват ионов. С другой точки зрения это явление можно трактовать как ускорение ионов на фронте ударной волны в двойном слое. В случаях, когда  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2 > 1$  ускоряются в основном ионы, попавшие в фазу ускорения после отражения. Когда  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2$  приближается к 1, появляются ионы, которые могут попасть в фазу ускорения, преодолев потенциальный барьер. В случаях  $e\varphi_{\max}/M\tilde{v}_0^2 \sim 1$  потенциальный барьер может преодолеть значительное число ионов. Их ускорение в этих случаях играет определяющую роль и приводит к развитию так называемого  $x$ -опрокидывания.

Существенную роль на начальной стадии развития возмущения достаточно большой амплитуды играет формирование солитоноподобной структуры плотности потенциала. Одновременно с ней формируется структура типа электронного вихря в фазовом пространстве, обусловленная захватом электронов в область положительного потенциала.



Л и т е р а т у р а :

1. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость и затухание одномерных ленгмюровских волн большой амплитуды. Физика плазмы, 7, 383, 1981. Препринты ИЯФ СО АН СССР № 77-15, 1977; № 78-17, № 78-19, № 78-76, 1978; Plasma Phys. 23, 35, 1981.
2. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Неустойчивость нелинейной ленгмюровской волны. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-39, 1977.
3. N.S.Buchelnikova, E.P.Matochkin. The Conversion of Langmuir waves in the Inhomogeneous Plasma. Physica Scripta 24, 566, 1981.
4. D.W.Forslund, J.M.Kindel, K.Lee, B.B.Godfrey. Collapse of Very Large Amplitude Ion Waves. Phys. Fluids, 22, 462, 1979.
5. H.Ikezi, P.Folkes. Breaking of Modulated Ion Beam in Phase Space. Phys. Fluids 23, 314, 1980.
6. В.А.Осинов. Ионные волны большой амплитуды в плазме. Дипломная работа, ИЯФ СО АН СССР, 1983.
7. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ионно-звуковые волны большой амплитуды. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 82-51, 1982.
8. Р.З.Сагдеев. Коллективные процессы и ударные волны в разрешенной плазме. Вопросы теории плазмы. в.4, Атомиздат, 1964, стр.20.
9. S.S.Moiseev, R.Z.Sagdeev. Collisionless Shock Waves in a Plasma in a Weak Magnetic Field. J. Nucl. Energy, PtC, 5, 43, 1963.
10. С.Г.Алиханов, В.Г.Белан, Р.З.Сагдеев. О нелинейных ионно-акустических волнах в плазме. Письма в ЖЭТФ 7, 405, 1968.
11. С.Г.Алиханов, Р.З.Сагдеев, П.З.Чеботаев. Разрушение ионно-звуковых волн большой амплитуды. ЖЭТФ, 57, 1565, 1969.
12. D.Montgomery, G.Joyce. Shock-like Solutions of the Electrostatic Vlasov Equation. J. Plasma Phys., 3, 1, 1969.
13. R.J.Mason. Structure of Evolving Ion Acoustic Fronts in Collisionless Plasmas. Phys. Fluids 13, 1042, 1970. Computer Simulation of Ion-Acoustic Shocks. The Diaphragm Problem. Phys. Fluids 14, 1943, 1971. Computer Simulation of Ion-Acoustic Shocks. II. Slug. and Piston Problems. Phys. Fluids 15, 845, 1972. Turbulence Following Ion-Acoustic Shocks. Phys. Fluids 15, 1162, 1972.
14. D.W.Forslund, J.P.Freidberg. Theory of Laminar Collisionless Shocks. Phys. Rev. Lett. 27, 1189, 1971.
15. P.H.Sakanaka. Beam-Generated Collisionless Ion-Acoustic Shocks. Phys. Fluids 15, 1323, 1972.
16. H.Ikezi, T.Kamimura, M.Kako, K.E.Lonngren. Laminar Electrostatic Shock Waves generated by an Ion Beam. Phys. Fluids 16, 2167, 1973.
17. В.Ф.Вирко, Г.С.Кириченко. Исследование уединенных квазиударных волн сжатия в модулированном по скорости ионном пучке. ЖЭТФ, 77, 1944, 1979.
18. H.Schamel. Kinetic Theory of Phase Space Vortices and Double Layers. Proc. International Conf. on Plasma Physics, Invited Lectures, Göteborg, 1982.
19. H.Schamel. The Theory of Double Layers. Proc. Symposium on Plasma Double Layers, Risø R-472, p. 13, Risø National Laboratory, Roskilde, 1982.
20. Proc. Symposium on Plasma Double Layers, Risø R-472, Risø National Laboratory, Roskilde, 1982.
21. S.Torvén, D.Andersson. Observations of Electric Double Layers in a Magnetized Plasma Column. J. Phys. D: Appl. Phys. 12, 707, 1979.



22. N.Sato, R.Hatakeyama, S.Lizuka, T.Mieno, K.Saeki. Ultra-strong Stationary Double Layers in a Nondischarge Magnetoplasma. *Phys. Rev. Lett.* 46, 1330, 1981.
23. S.Lizuka, P.Michelsen, J.J.Rasmussen, R.Schrittwieser, R.Hatakeyama, K.Saeki, N.Sato. Dynamics of a Potential Barrier Formed on the Tail of a Moving Double Layer in a Collisionless Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 48, 145, 1982.
24. D.Jovanović, J.P.Lynov, P.Michelsen, H.L.Pécseli, J.J.Rasmussen, K.Thomsen. Three Dimensional Double Layers in Magnetized Plasma. *Geophys. Res. J.* 2, 1049, 1982.
25. B.H.Quon, A.Y.Wong. Formation of Potential Double Layers in Plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 37, 1393, 1976.  
P.Leung, A.Y.Wong, B.H.Quon. Formation of Double Layers. *Phys. Fluids* 23, 992, 1980.
26. S.Torven. Modified KdV Equation for Propagating Double Layers in Plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 47, 1053, 1981.
27. P.G.Coakley, N.Hershkowitz. Moving Double Layers. *Phys. Lett.* 83A, 131, 1981.
28. H.Washimi, T.Taniuti. Propagation of Ion-Acoustic Solitary Waves of Small Amplitude. *Phys. Rev. Lett.* 17, 996, 1966.
29. H.Ikezi, R.J.Taylor, D.R.Baker. Formation and Interaction of ionacoustic solitons, *Phys. Rev. Lett.* 25, 11, 1970.
30. J.P.Lynov. Solitary Electron Density Waves in a Magnetized Plasma Loaded Waveguide. *Risø-R-432*, Risø National Laboratory, Roskilde, 1980.
31. K.V.Roberts, H.L.Berk. Nonlinear Evolution of a Two-Stream Instability. *Phys. Rev. Lett.* 19, 297, 1967.  
H.L.Berk, C.E.Nielsen, K.W.Roberts. Phase Space Hydrodynamics of Equivalent Nonlinear System. Experimental and Computational Observations. *Phys. Fluids* 13, 1980, 1970.
32. R.L.Morse, C.W.Nielson. One-, Two- and Three-Dimensional Numerical Simulation of Two-Beam Plasmas. - *Phys. Rev. Lett.* 23, 1087, 1969.  
Numerical Simulation of Warm Two-Beam Plasma. *Phys. Fluids* 12, 2418, 1969.

33. M.Kako, T.Taniuti, T.Watanabe. Hole Equilibria in a Quasi-Cold Plasma. *J. Phys. Soc. Jap.* 31, 1820, 1971.
34. K.Saeki, P.Michelsen, H.L.Pécseli, J.J.Rasmussen. Formation and Coalescence of Electron Solitary Holes, *Phys. Rev. Lett.* 42, 501, 1979.
35. J.P.Lynov, P.Michelsen, H.L.Pécseli, J.J.Rasmussen. Interaction between Electron Holes in a Strongly Magnetized Plasma. *Phys. Lett.* 80A, 23, 1980.
36. T.H.Dupree. Theory of Phase-Space Density Holes. *Phys. Fluids* 25, 277, 1982.
37. T.Sato, H.Okuda. Ion-Acoustic Double Layers. *Phys. Rev. Lett.* 44, 740, 1980.
38. H.L.Pécseli, R.J.Armstrong, J.Trulsen. Experimental Observation of Ion Phase-Space Vortices. *Phys. Lett.* 81A, 386, 1981.
39. H.L.Pécseli, J.Trulsen. Nonlinear Evolution of the Ion-Ion Beam Instability. *Phys. Rev. Lett.* 48, 1355, 1982.
40. A.Hasegawa, T.Sato. Existence of a Negative Potential Solitary-Wave Structure and Formation of a Double Layer. *Phys. Fluids* 25, 632, 1982.
41. J.B.Bernstein, J.M.Greene, M.D.Kruskal. Exact Nonlinear Plasma Oscillations. *Phys. Rev.* 108, 546, 1957.
42. H.Schamel. Theory of Electron Holes. *Physica Scripta* 20, 336, 1979.
43. Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин. Ионные волны большой амплитуды. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-89 , 1983.



Подписи к рисункам:

- Рис.1. Зависимость от времени энергии возмущения ионов  $\Delta W_i$ , электронов  $\Delta W_e$  и энергии поля  $W_E$ . Случай I-1.
- Рис.2. Зависимость от времени амплитуды возмущения плотности.  $\tilde{n}_m$  - амплитуда первой гармоники  $\tilde{n}_i(x)$ . Случай I-1.
- Рис.3. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов в разные моменты времени. Случай I-1.
- Рис.4. Траектории на фазовой плоскости ионов (а) и электронов (б). Случай I-1.  
Точки - моменты времени с интервалом  $\Delta t$ .  
Звездочкой отмечено  $t = t_m$ .  
а.  $\Delta t = 2 T_{oe}$   
б.  $\Delta t = 1 T_{oe}$ ; начало траектории частицы 3 (первая точка)  $t = 5 T_{oe}$ .
- Рис.5. Проверка Больцмановского распределения электронов. Зависимость от координаты плотности электронов и функции  $\exp \frac{e\varphi}{T_e} - I$  (пунктир).
- |        |     |     |     |     |     |     |
|--------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Рис    | а   | б   | в   | г   | д   | е   |
| Случай | I-1 | I-2 | I-3 | I-4 | 2-1 | 3-1 |
- Рис.6. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов в разные моменты времени. Случай I-2.
- Рис.7. Траектории ионов на фазовой плоскости. Случай I-2.  
Точки - моменты времени с интервалом  $\Delta t = 2 T_{oe}$ .  
Звездочкой отмечено  $t = t_m$ .
- Рис.8. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение плотности (пунктир -  $\tilde{n}_e(x)$ ), потенциала и поля в разные моменты времени. Случай I-3.  
 $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .
- Рис.9,10. Зависимость от времени энергии возмущения ионов  $\Delta W_i$ , электронов  $\Delta W_e$  и энергии поля  $W_E$ .  
Рис.9 - Случай I-3. Рис.10 - Случай I-4.
- Рис.11. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение плотности (пунктир -  $\tilde{n}_e(x)$ ), потенциала и поля в разные моменты времени. Случай I-4.

$E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ . Звездочкой отмечено  $t = t_{max}$ .

- Рис.12а,б. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов (а), распределение плотности (пунктир -  $\tilde{n}_e(x)$ ), потенциала и поля (б) в разные моменты времени. Случай 3-1.  
 $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ . Звездочкой отмечено  $t = t_{max}$ .
- Рис.13,14а,б. Траектории на фазовой плоскости ионов (а) и электронов (б).  
Точки - моменты времени с интервалом  $\Delta t$ . Звездочкой отмечено  $t = t_m$ .
- Рис.13. Случай I-3.  $\Delta t = 2 T_{oe}$  (а);  $\Delta t = 0,5 T_{oe}$  (б).
- Рис.14. Случай I-4.  $\Delta t = 2 T_{oe}$  (а);  $\Delta t = 0,5 T_{oe}$  (б).
- Рис.15. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов в разные моменты времени. Случай 3-2.
- Рис.16. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов в разные моменты времени. Случай 3-4.
- Рис.17. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов, распределение плотности (пунктир -  $\tilde{n}_e(x)$ ), потенциала и поля в разные моменты времени. Случай I-5.  
 $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .  
Звездочкой отмечено  $t = t_{max}$ .
- Рис.18а,б. Фазовые плоскости ионов (вверху) и электронов (а), распределение плотности (пунктир -  $\tilde{n}_e(x)$ ), потенциала и поля (б) в разные моменты времени. Случай 3-5.  
 $E$  нормировано на  $mr_d/eT_{oe}^2$ .  
Звездочкой отмечено  $t = t_{max}$ .
- Рис.19. Зависимость от времени энергии возмущения ионов  $\Delta W_i$ , электронов  $\Delta W_e$  и энергии поля. Случай I-5.
- Рис.20. Траектории на фазовой плоскости ионов (а) и электронов (б). Случай I-5.  
Точки - моменты времени с интервалом  $\Delta t = 2 T_{oe}$  (а);  $\Delta t = 0,5 T_{oe}$  (б).  
Звездочкой отмечено  $t = t_m$ .



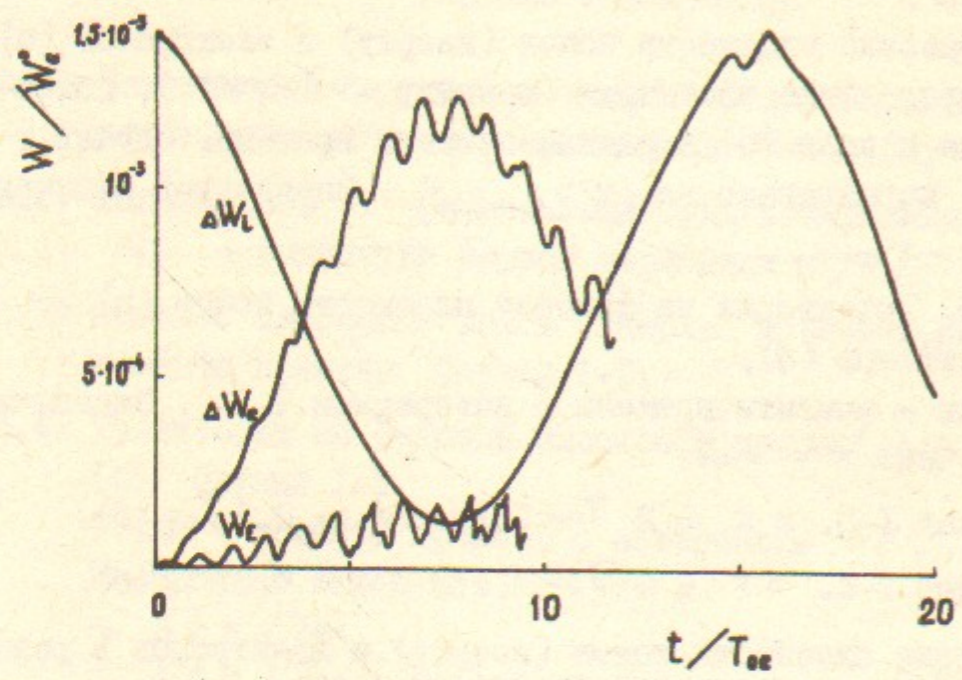


Рис.1

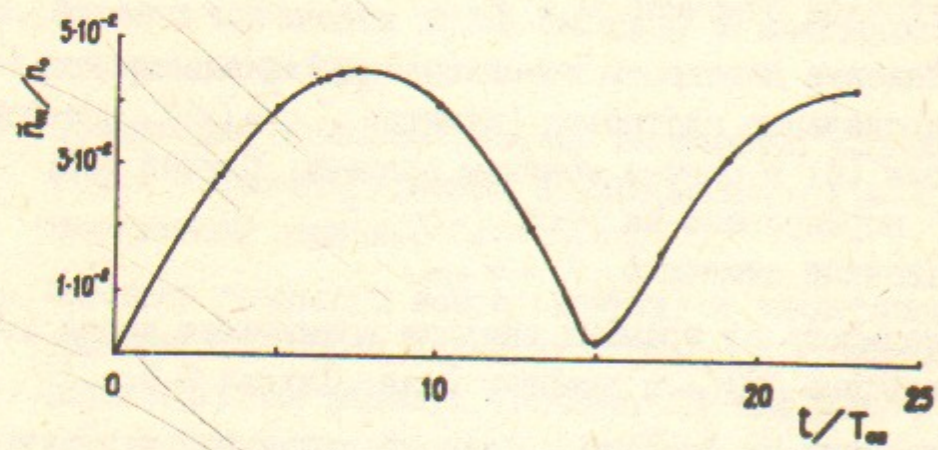


Рис.2

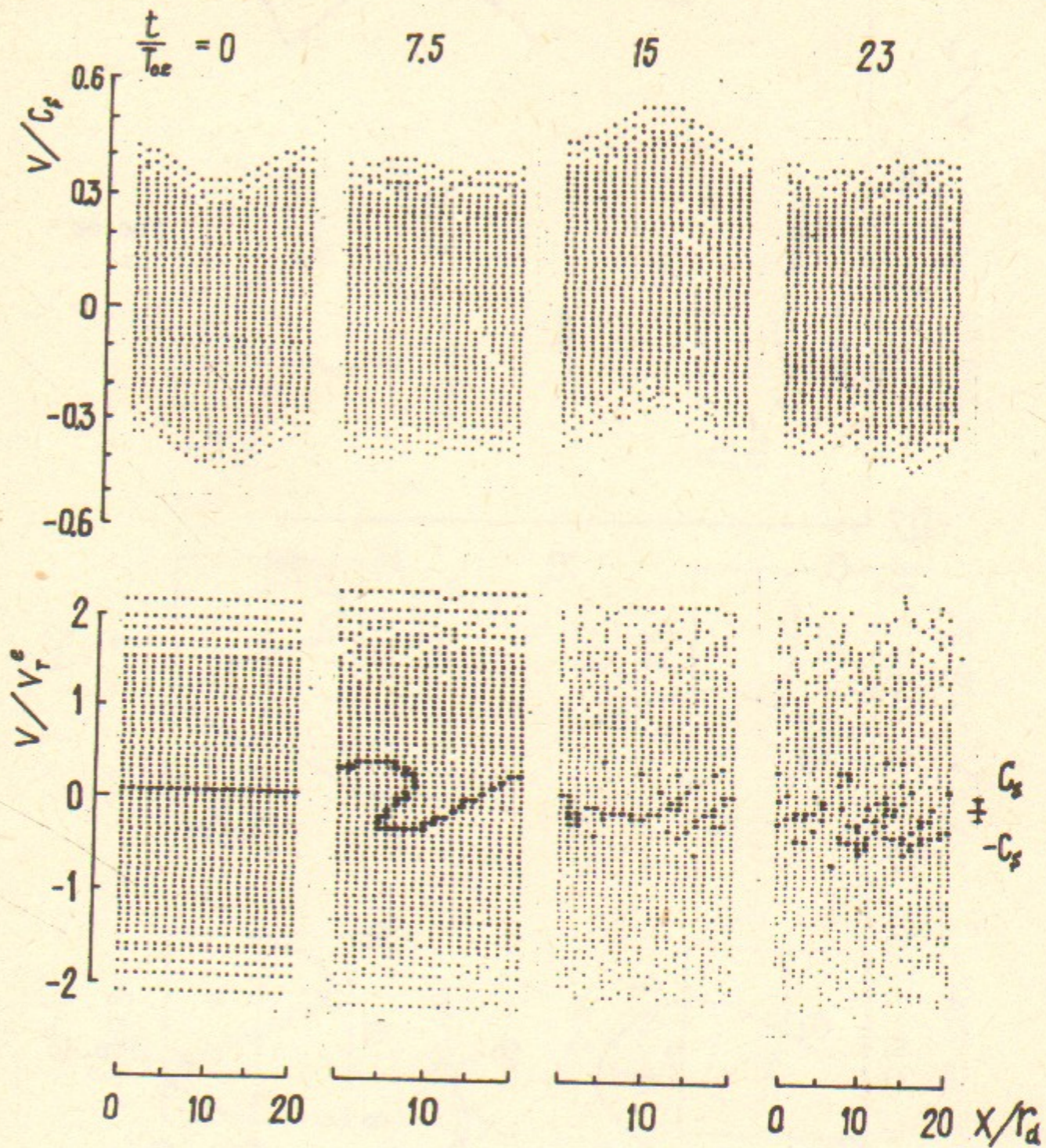


Рис.3



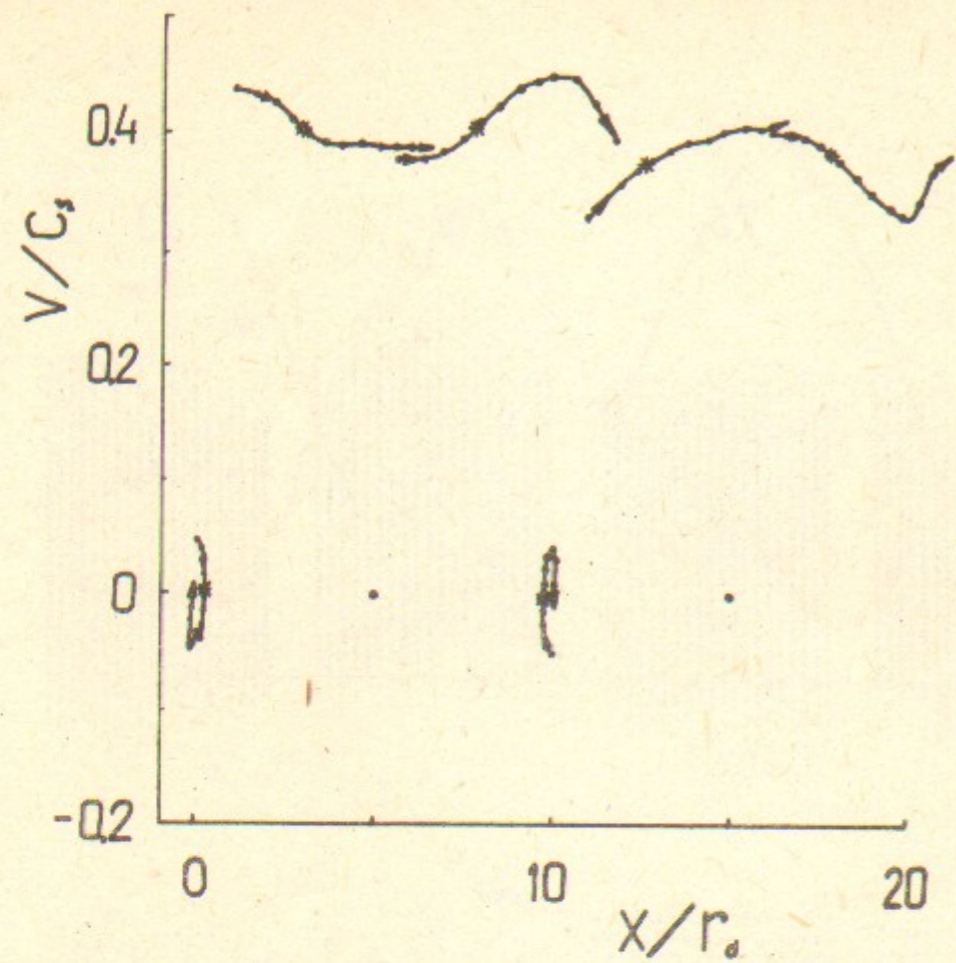


Рис. 4е

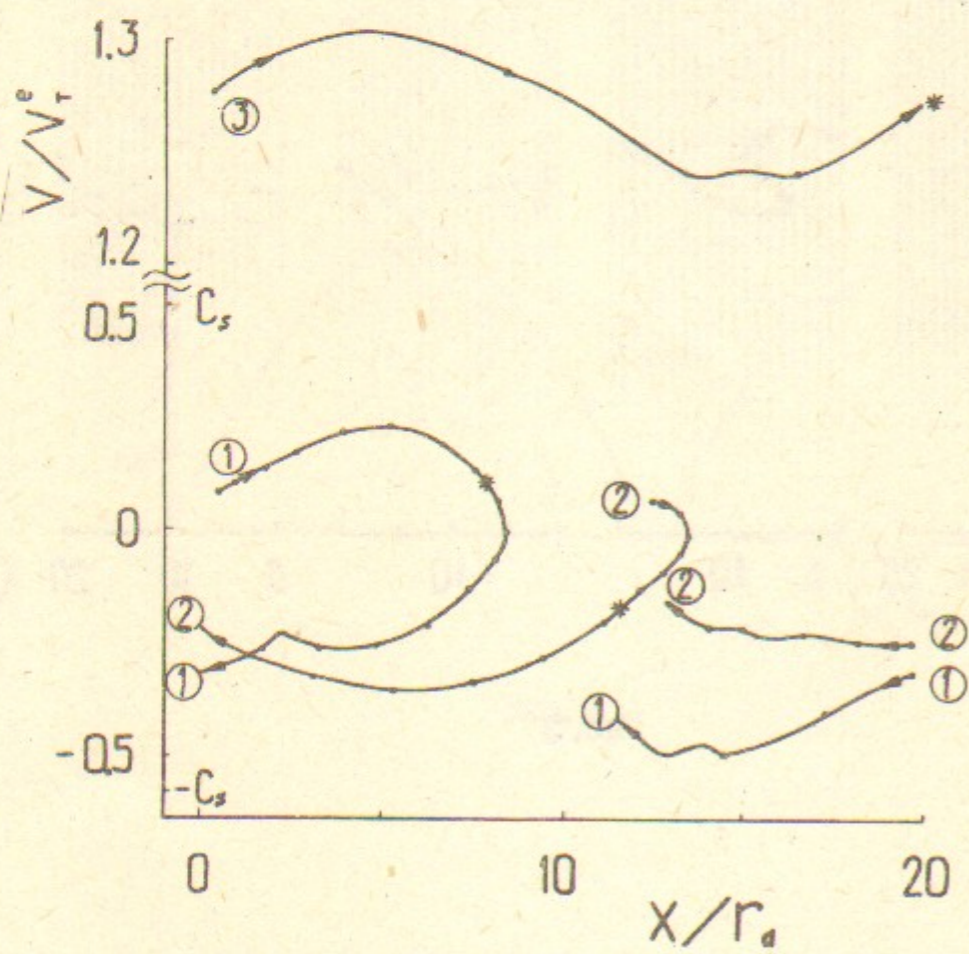


Рис. 4б

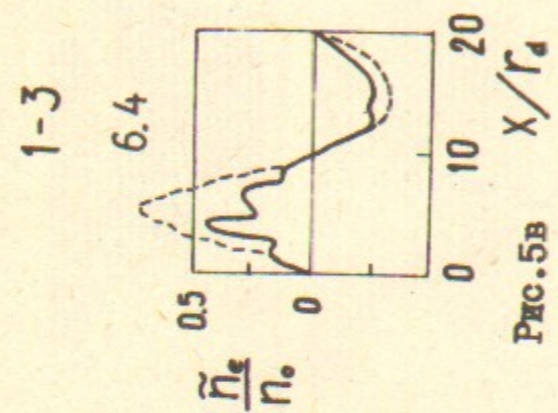


Рис. 5б

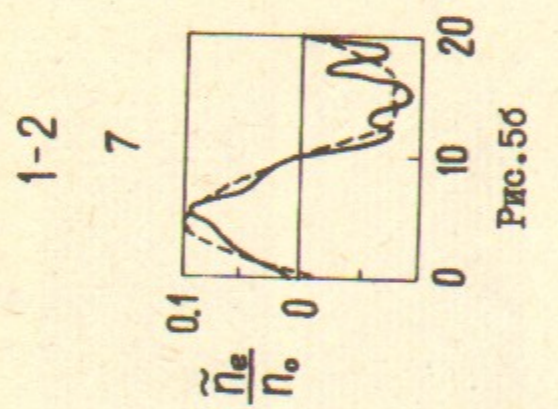


Рис. 5д

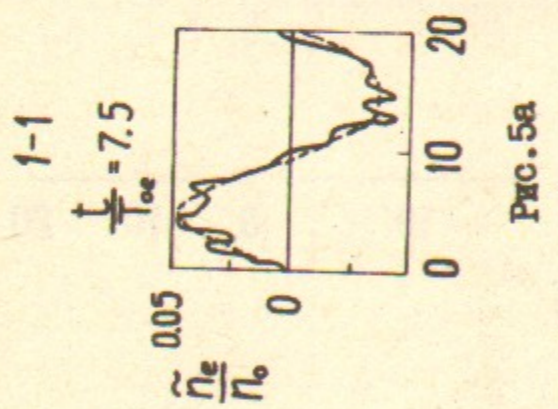


Рис. 5а

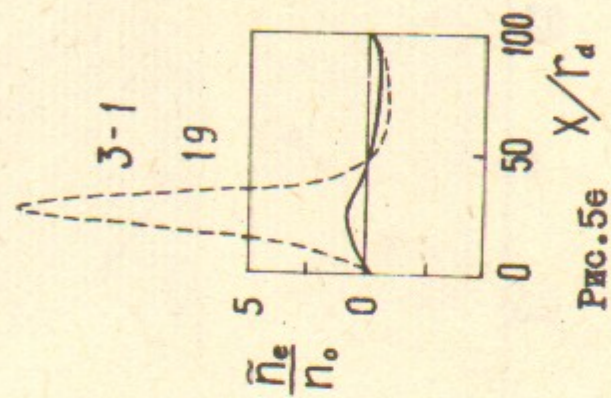


Рис. 5е

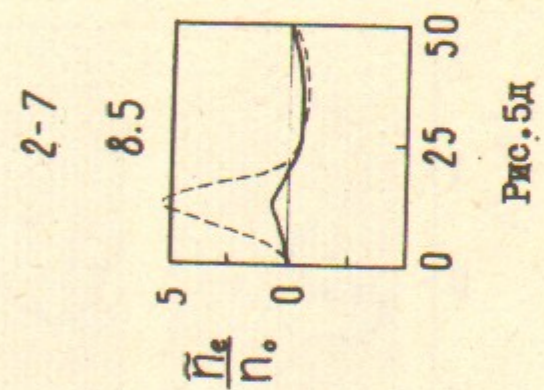


Рис. 5д

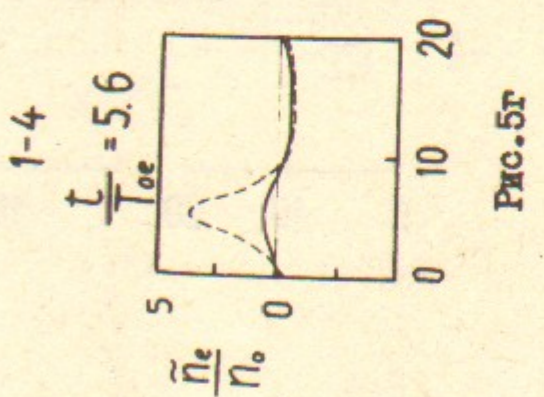


Рис. 5г



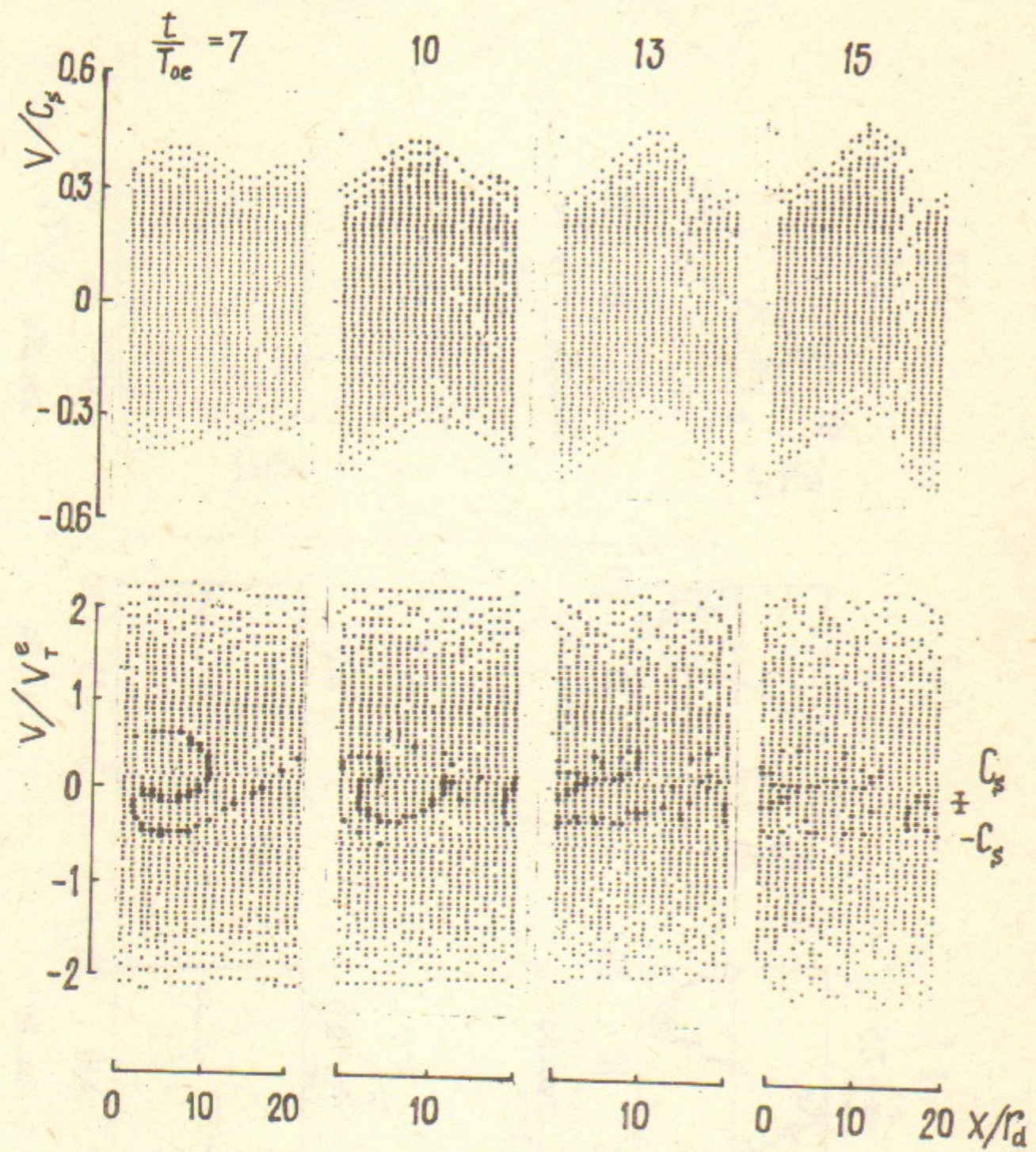


Рис.6

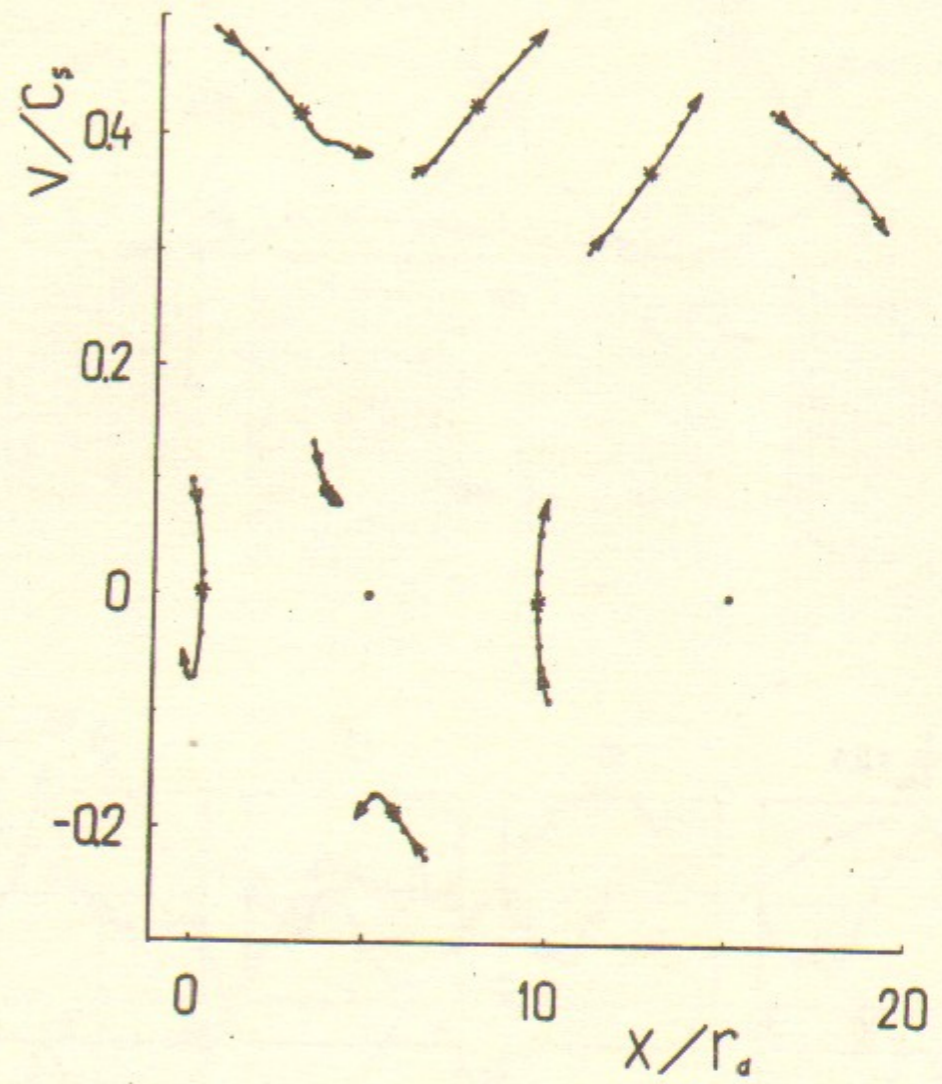


Рис.7



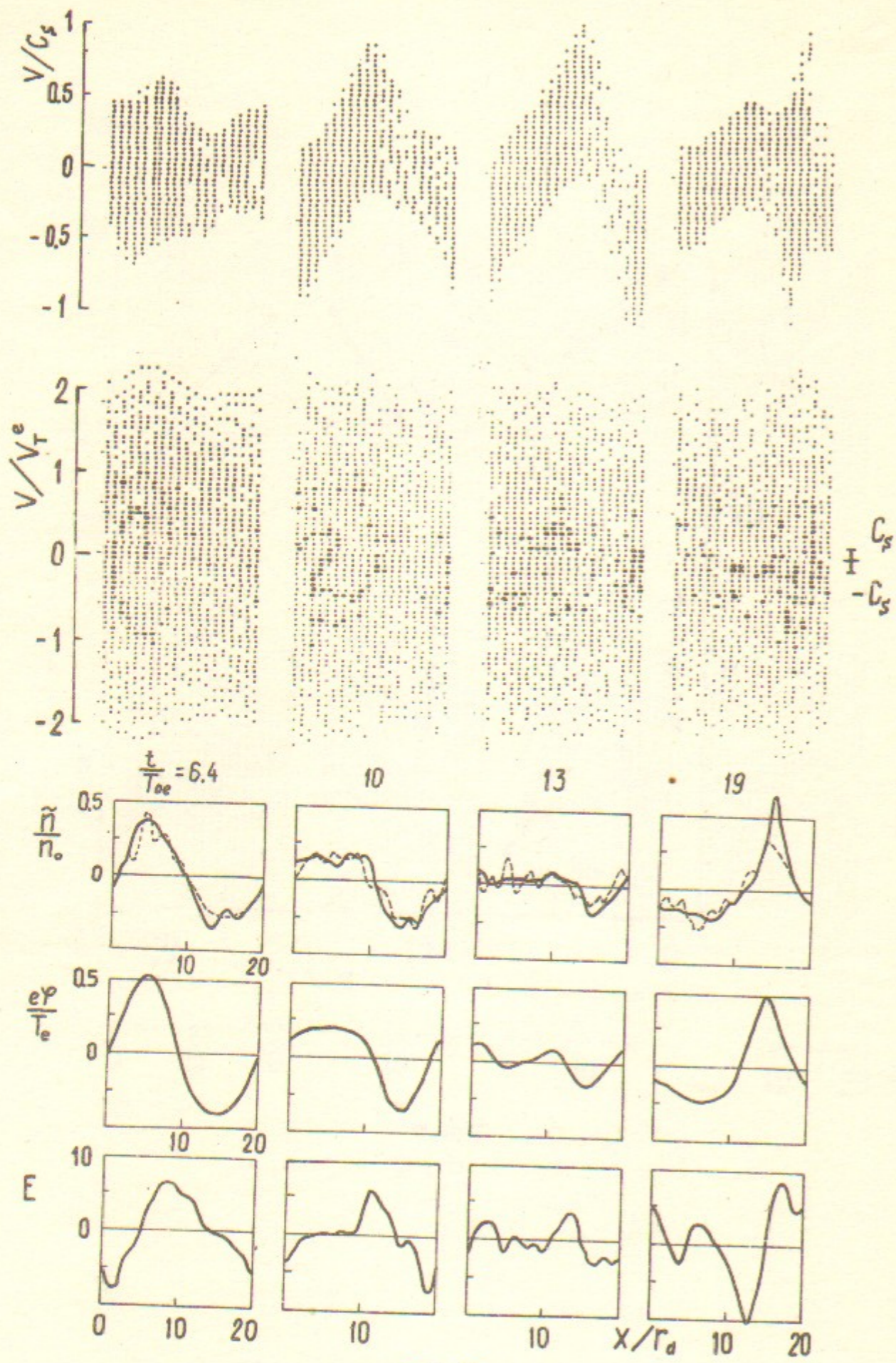


Рис. 8

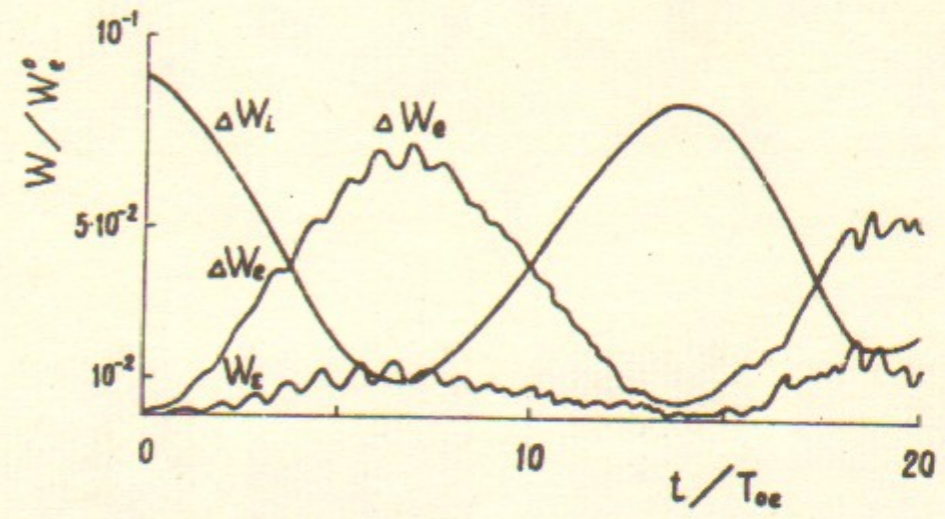


Рис. 9

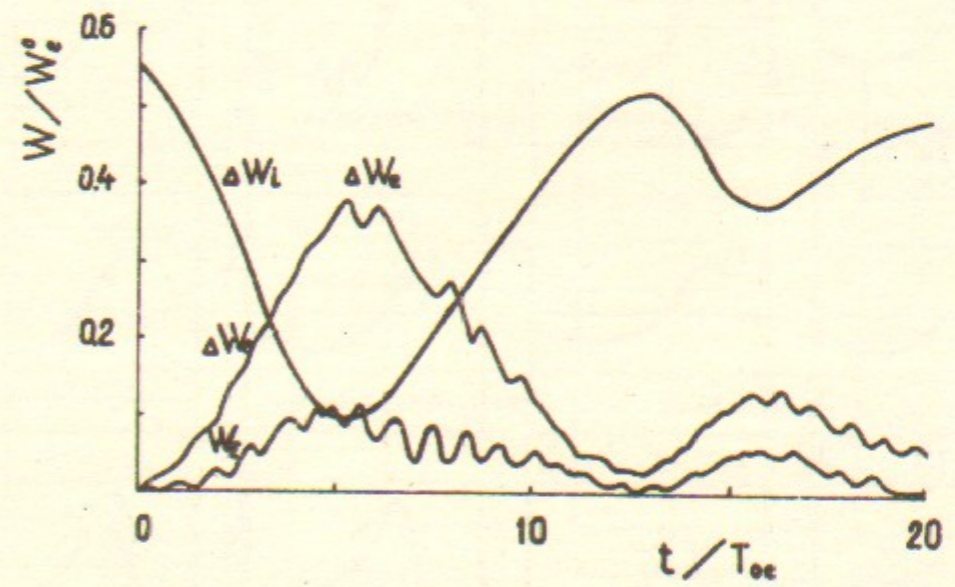


Рис. 10



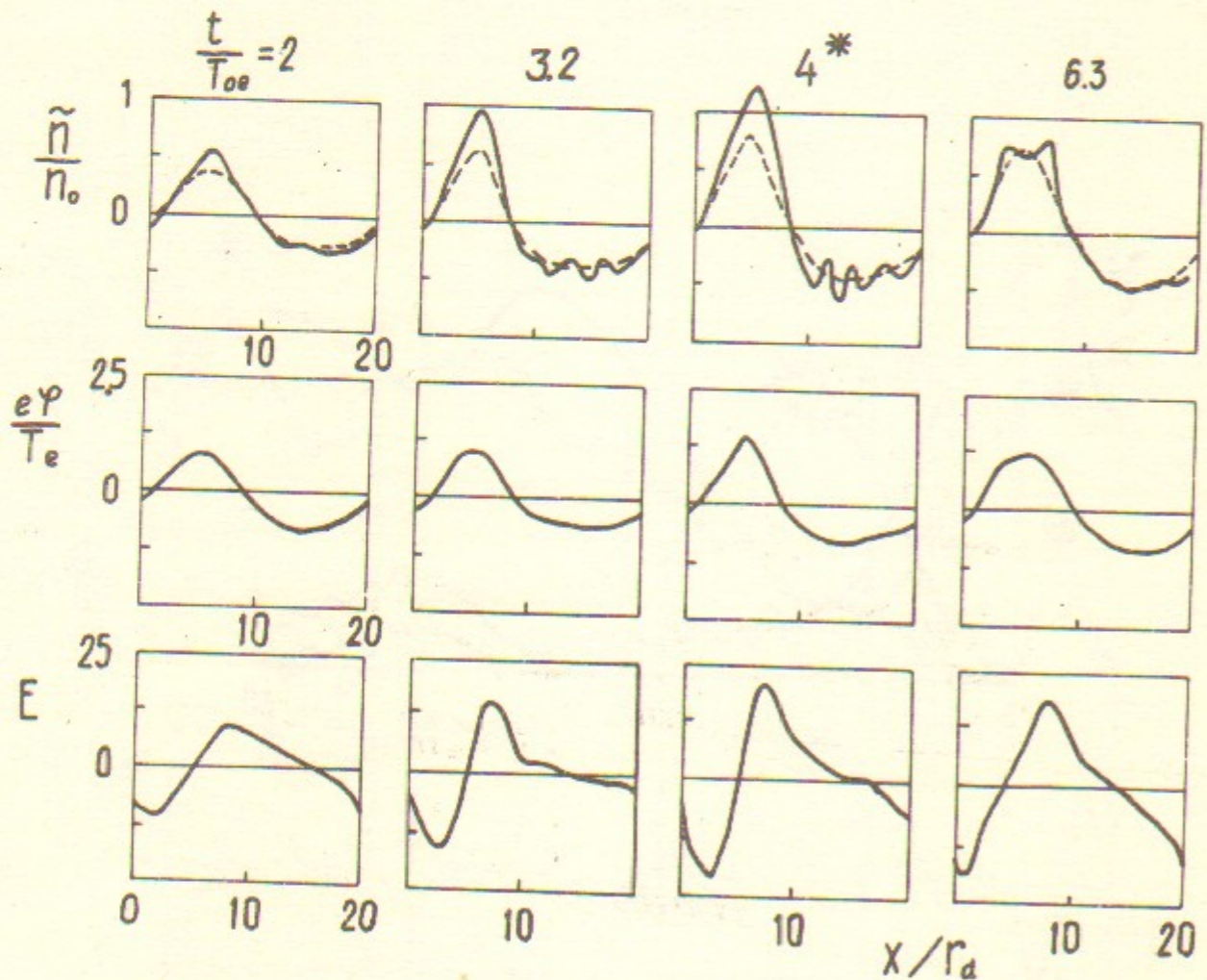
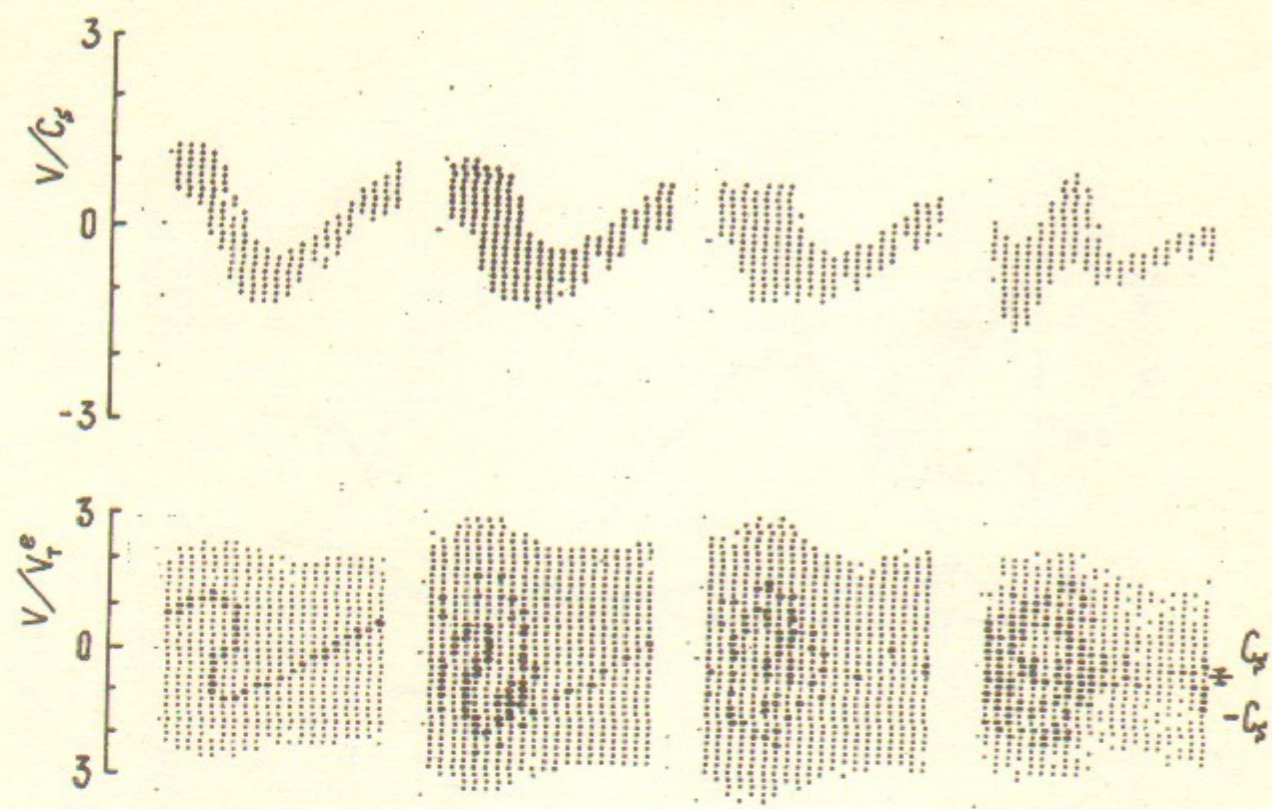


Рис. II

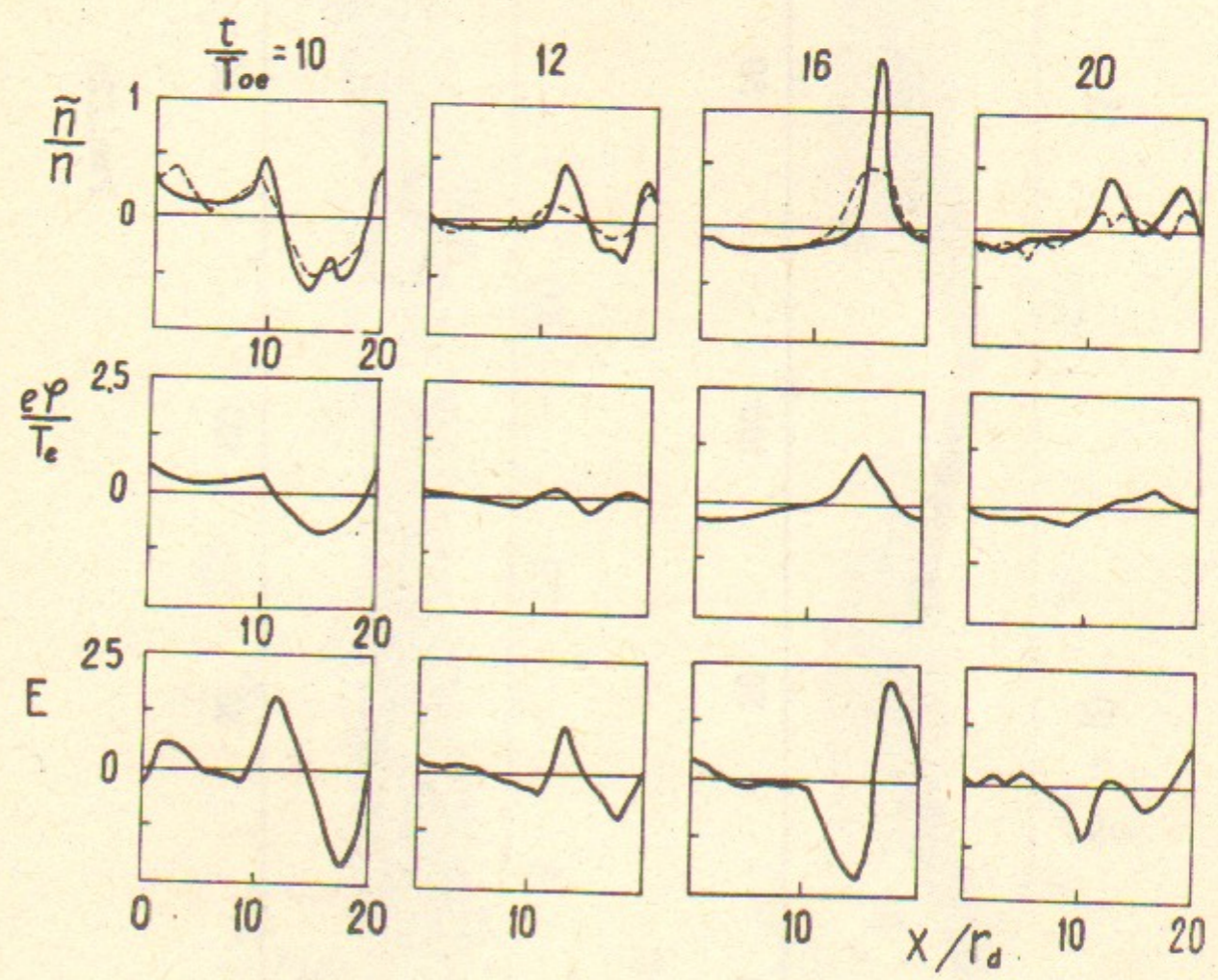
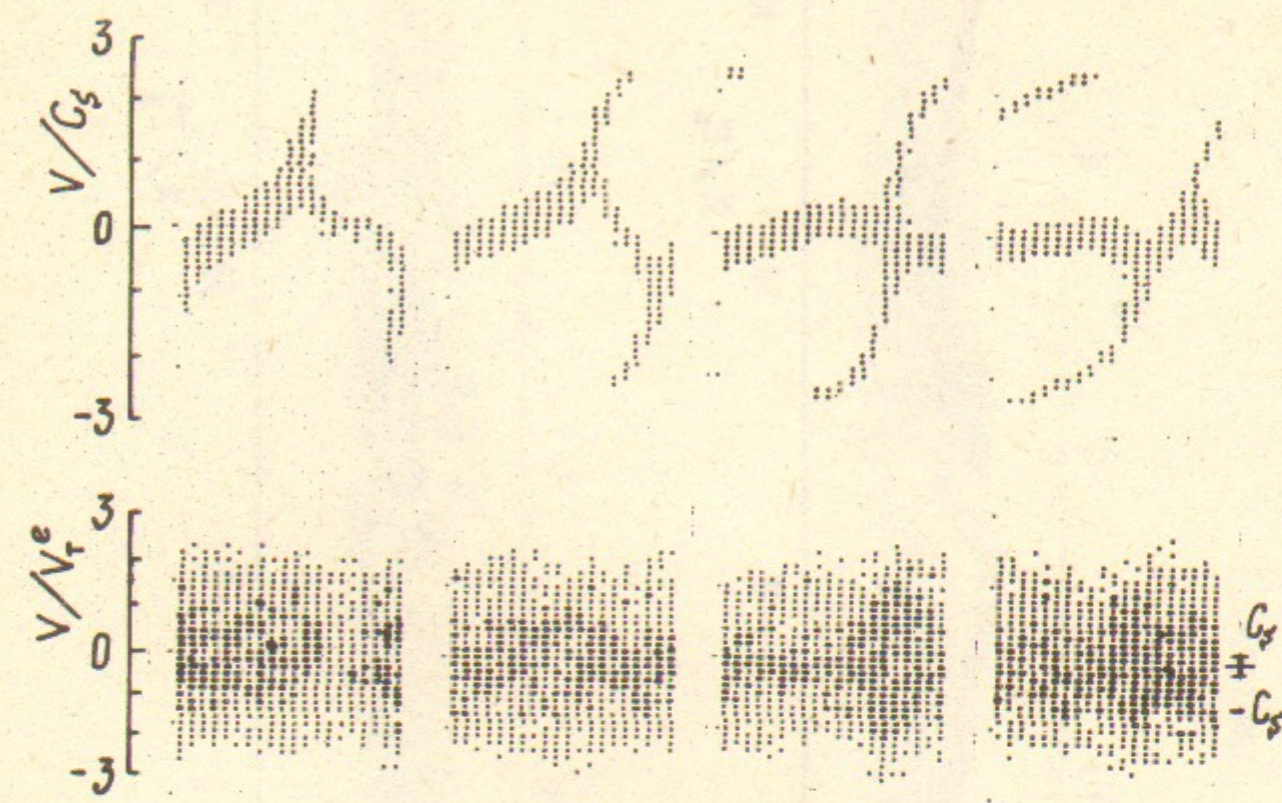


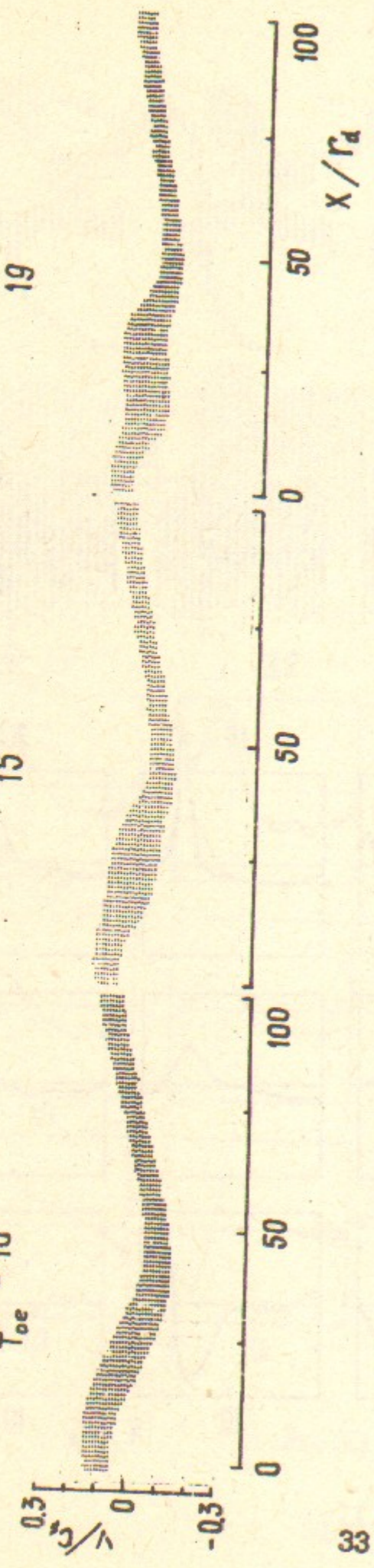
Рис. II



$\frac{t}{T_{oe}} = 10$

15

19



33

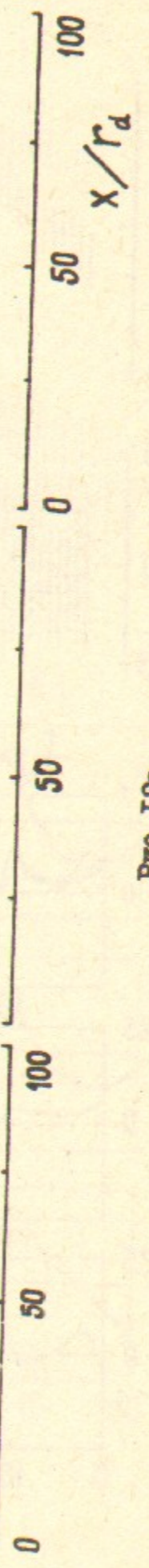
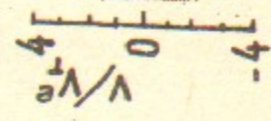
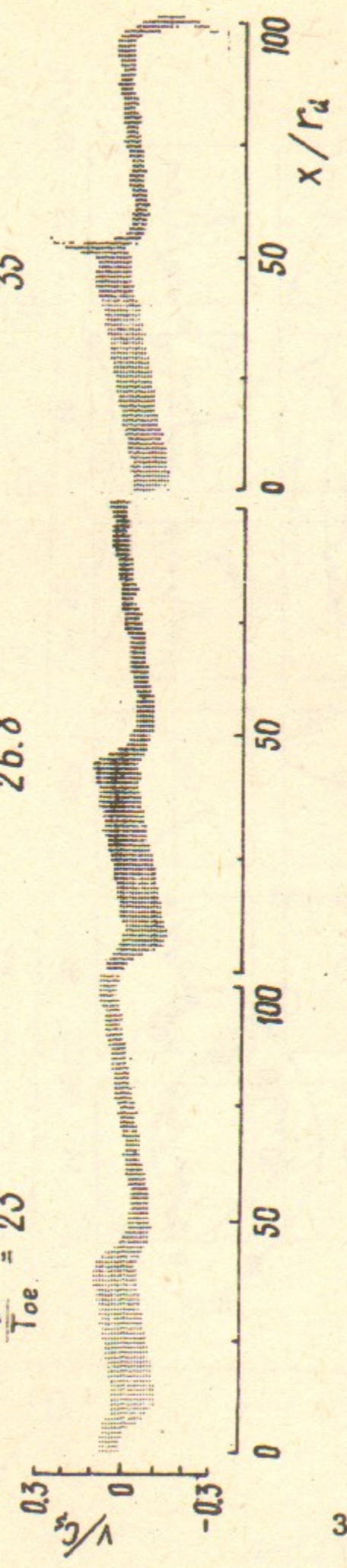


Рис. 12a

$\frac{t}{T_{oe}} = 23$

26.8

35



34

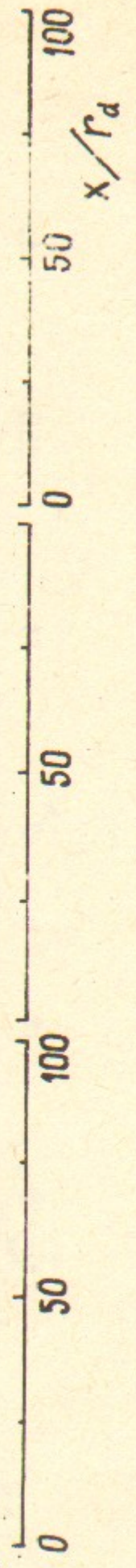
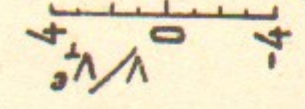


Рис. 12a







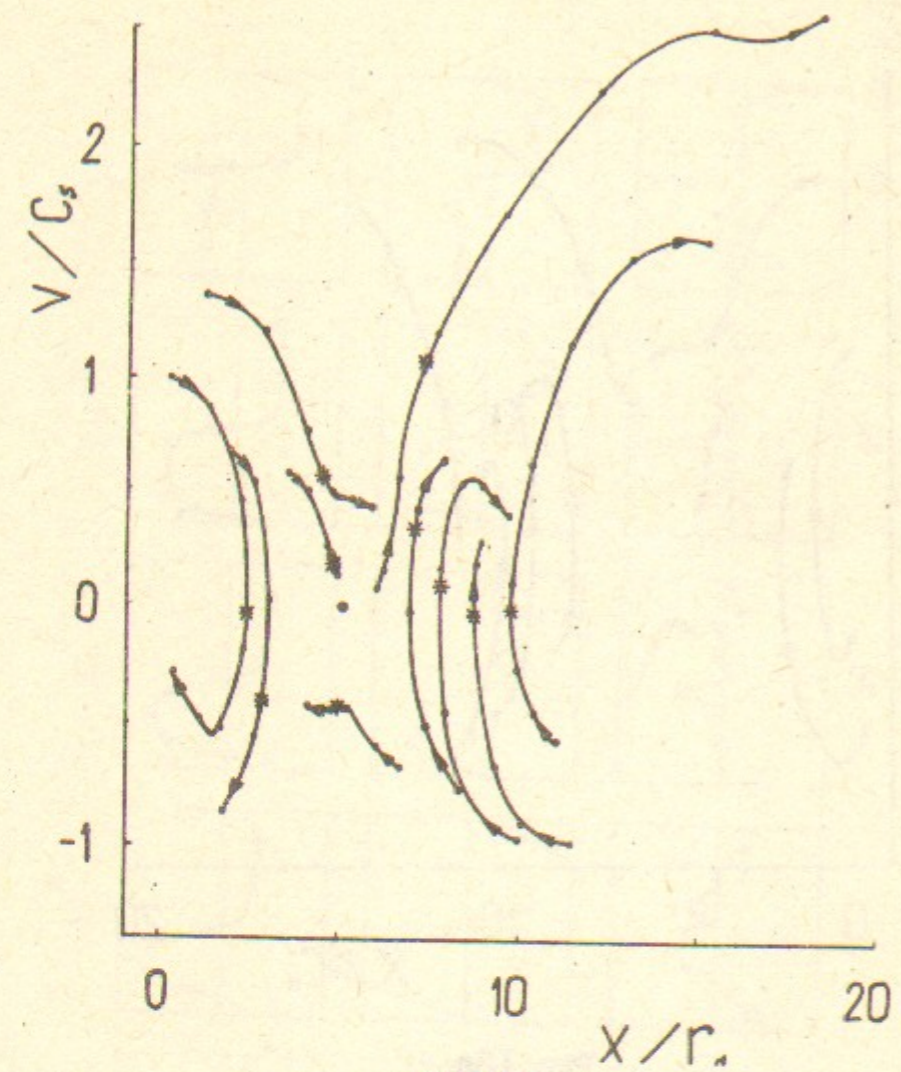


Рис. I4a

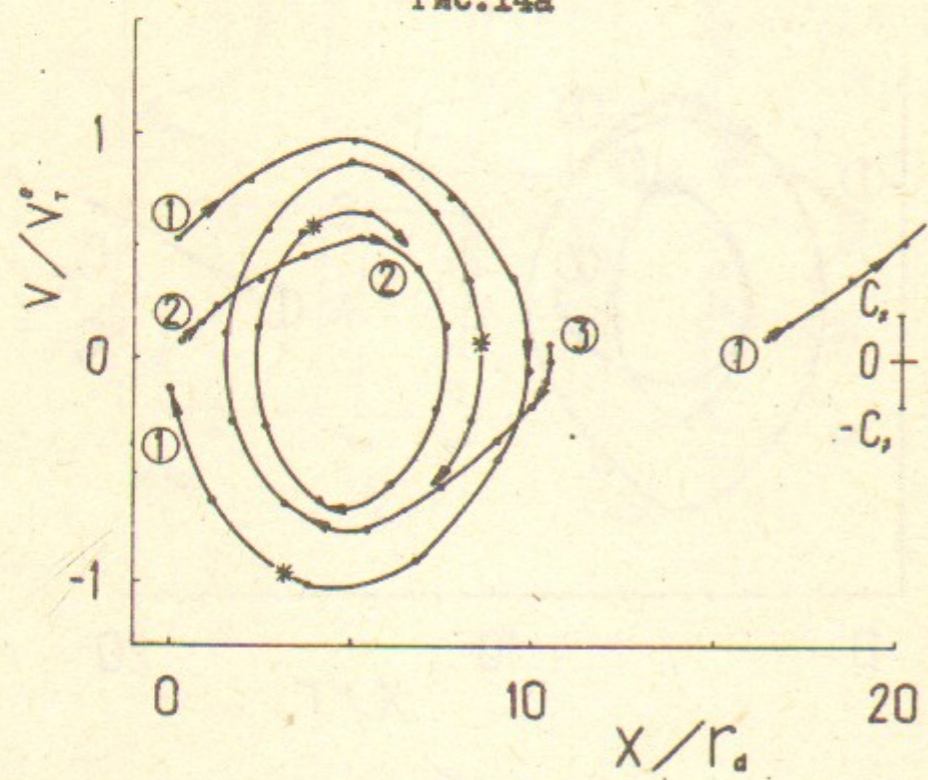


Рис. I4б

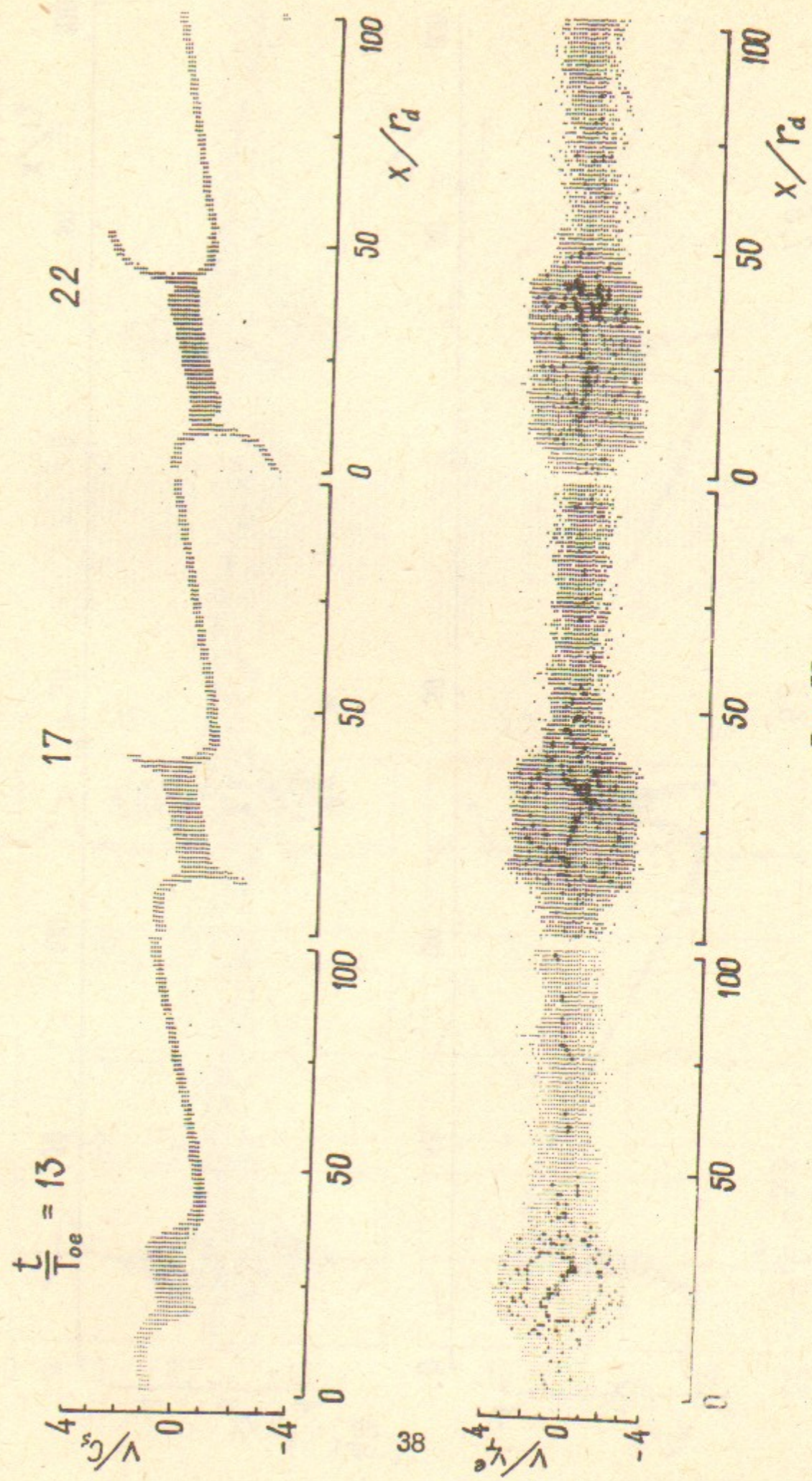


Рис. I5



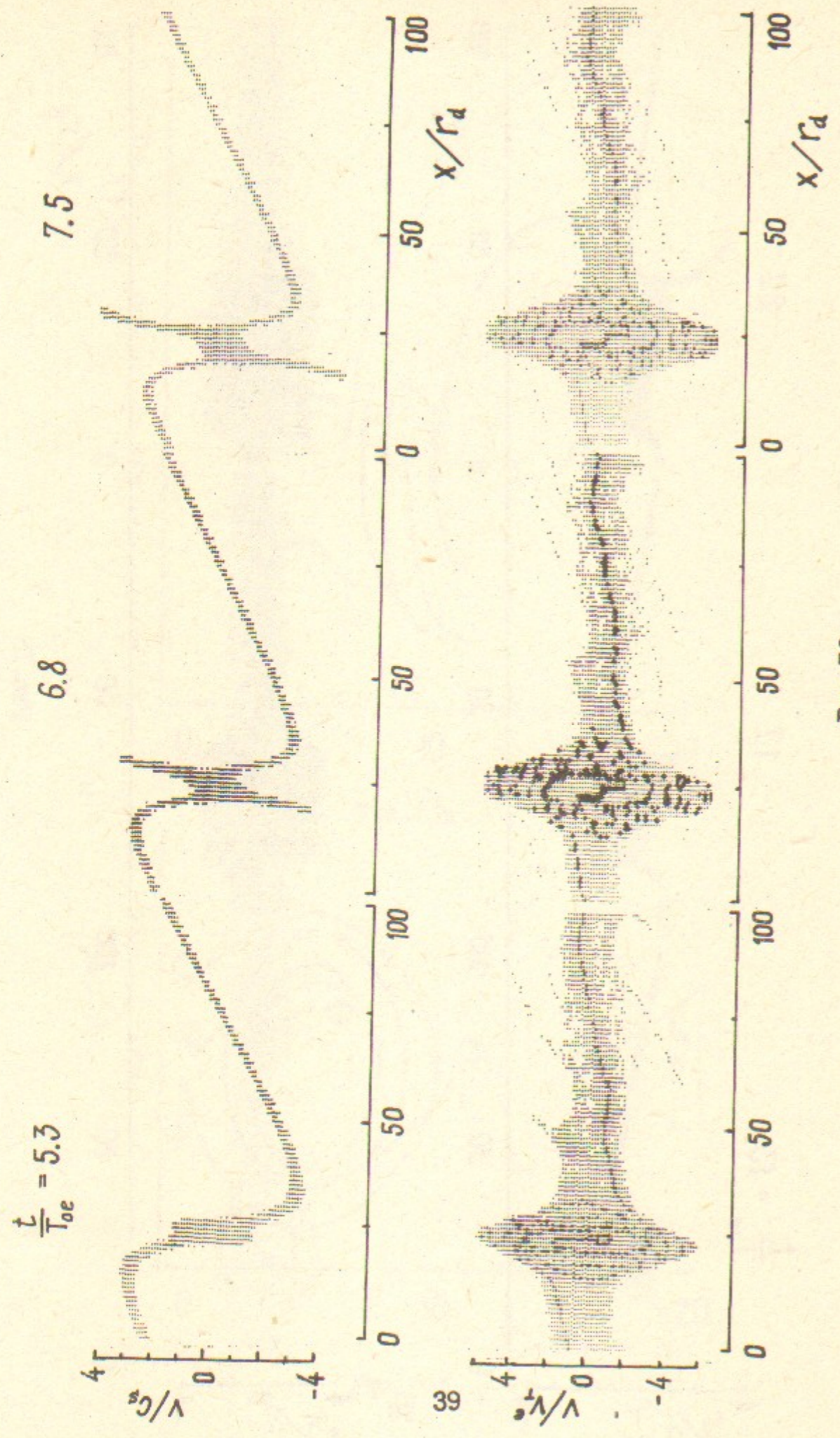


Рис.16

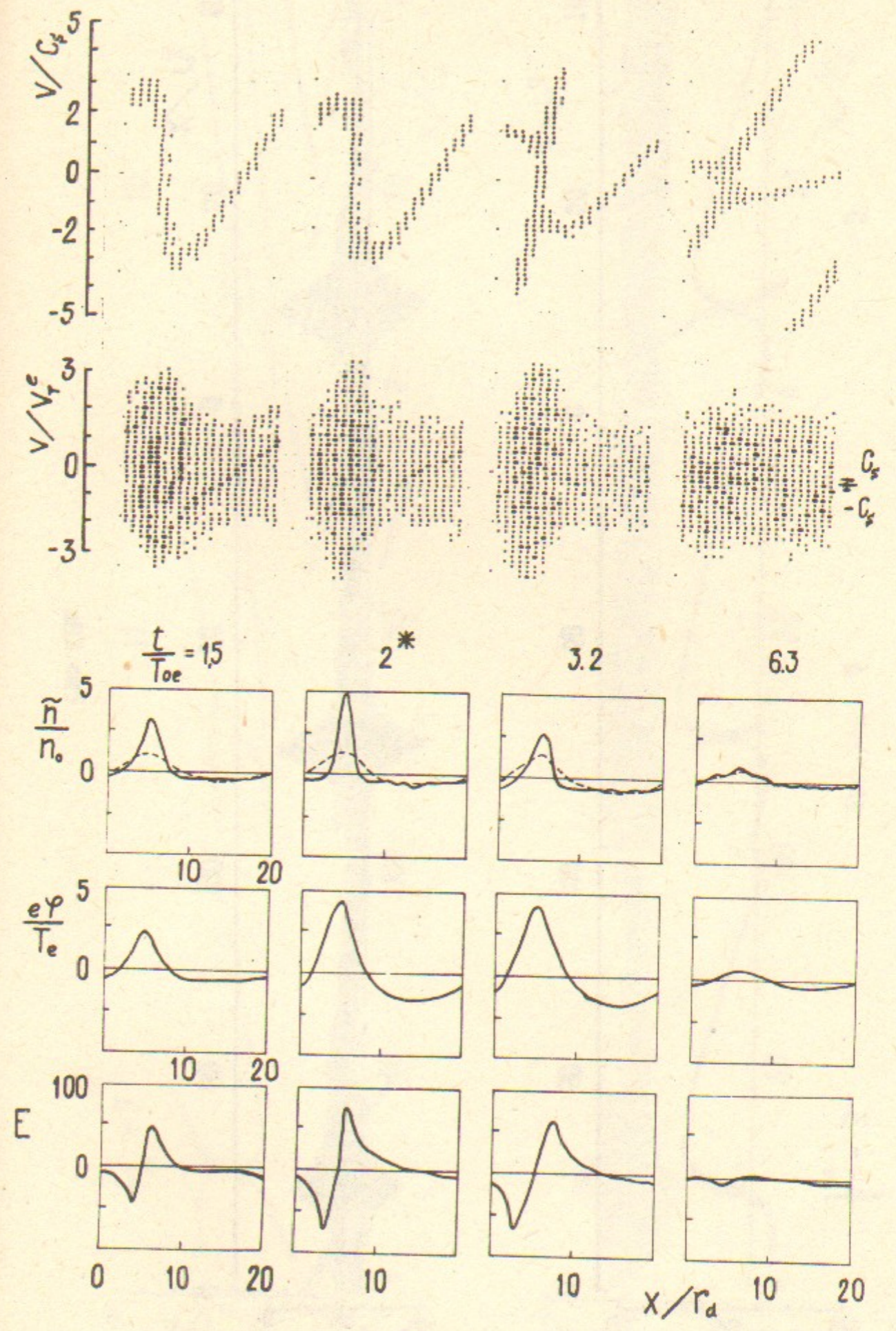


Рис.17



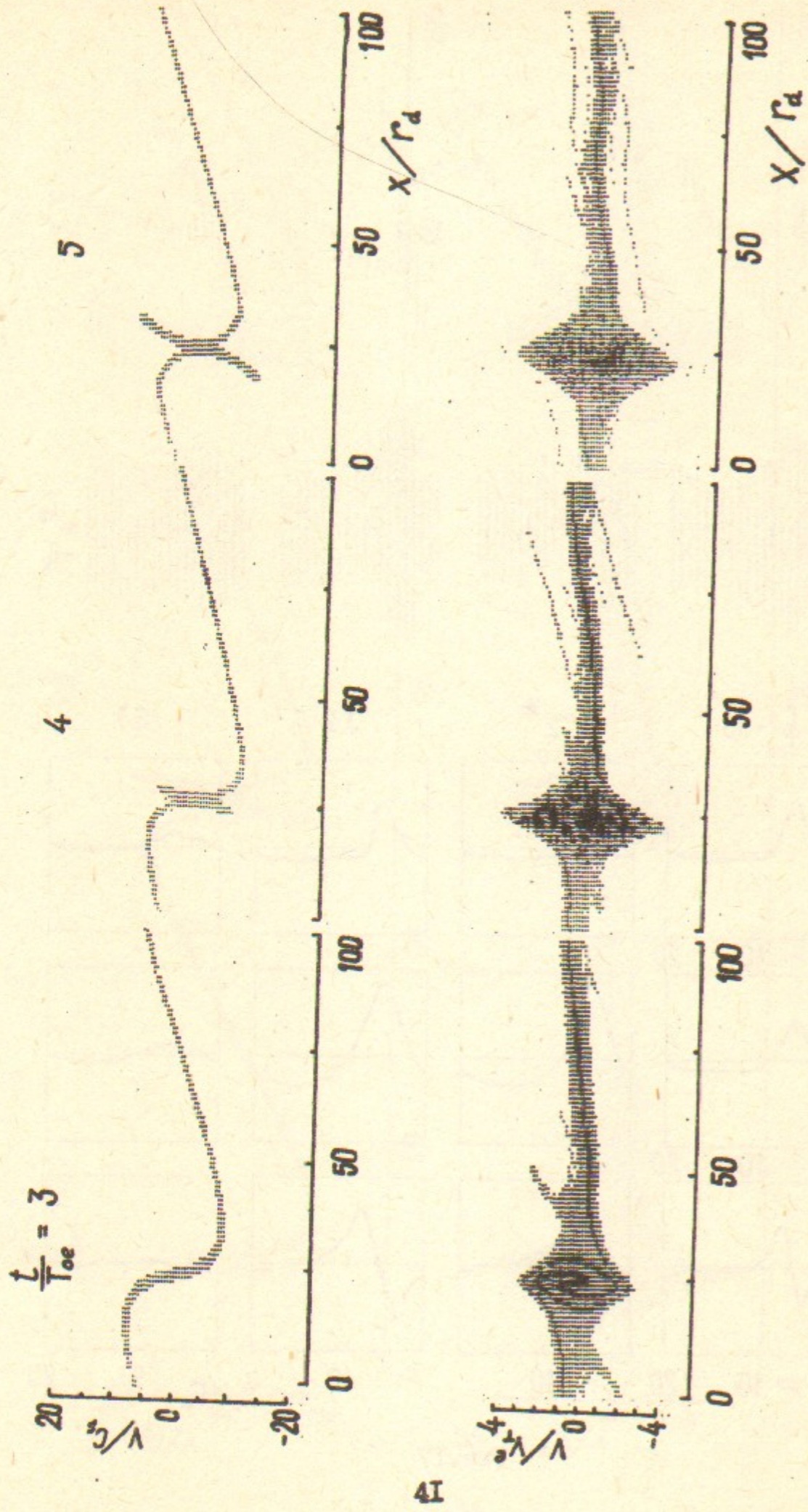


Рис. 18а

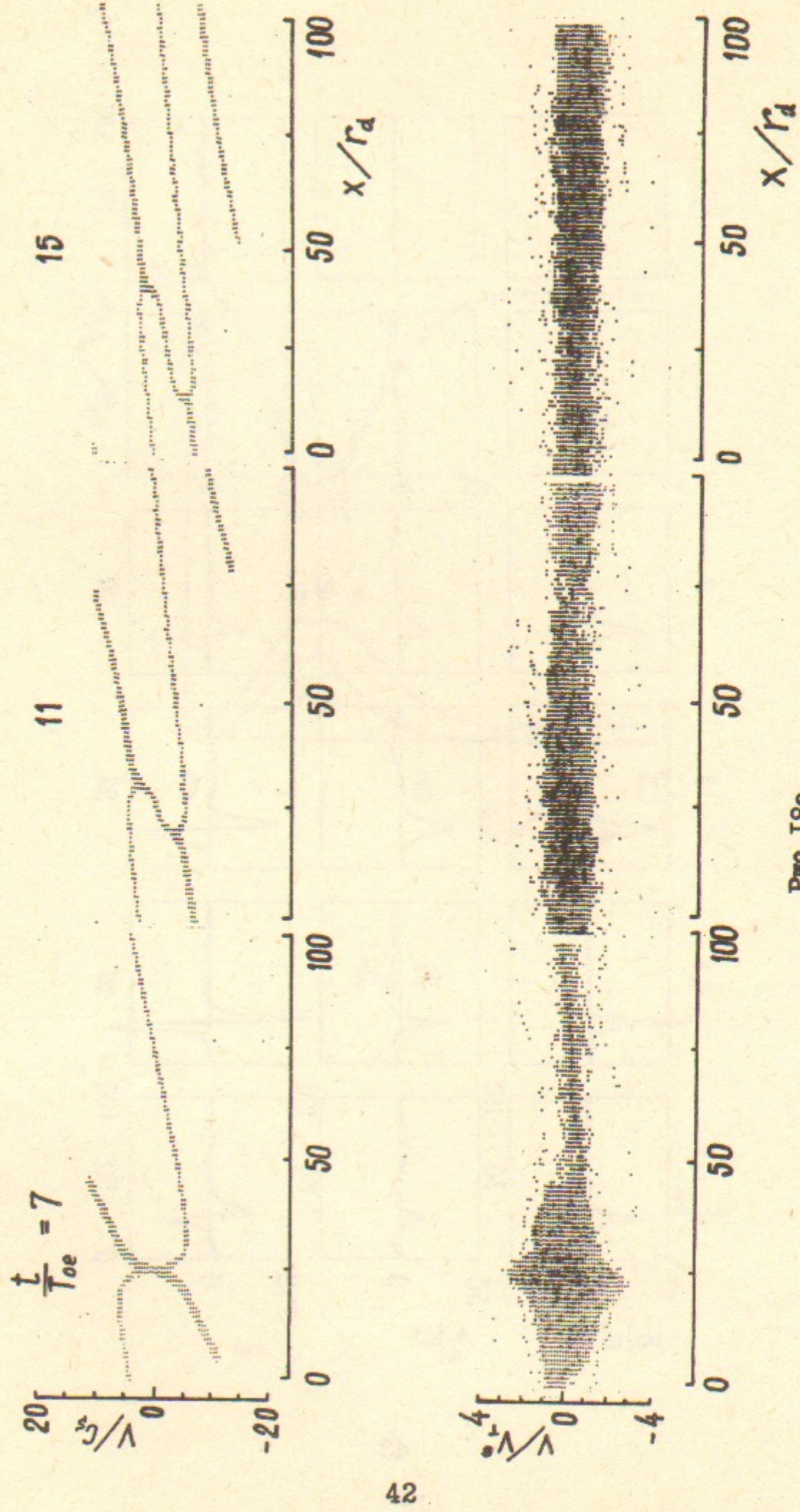


Рис. 18а



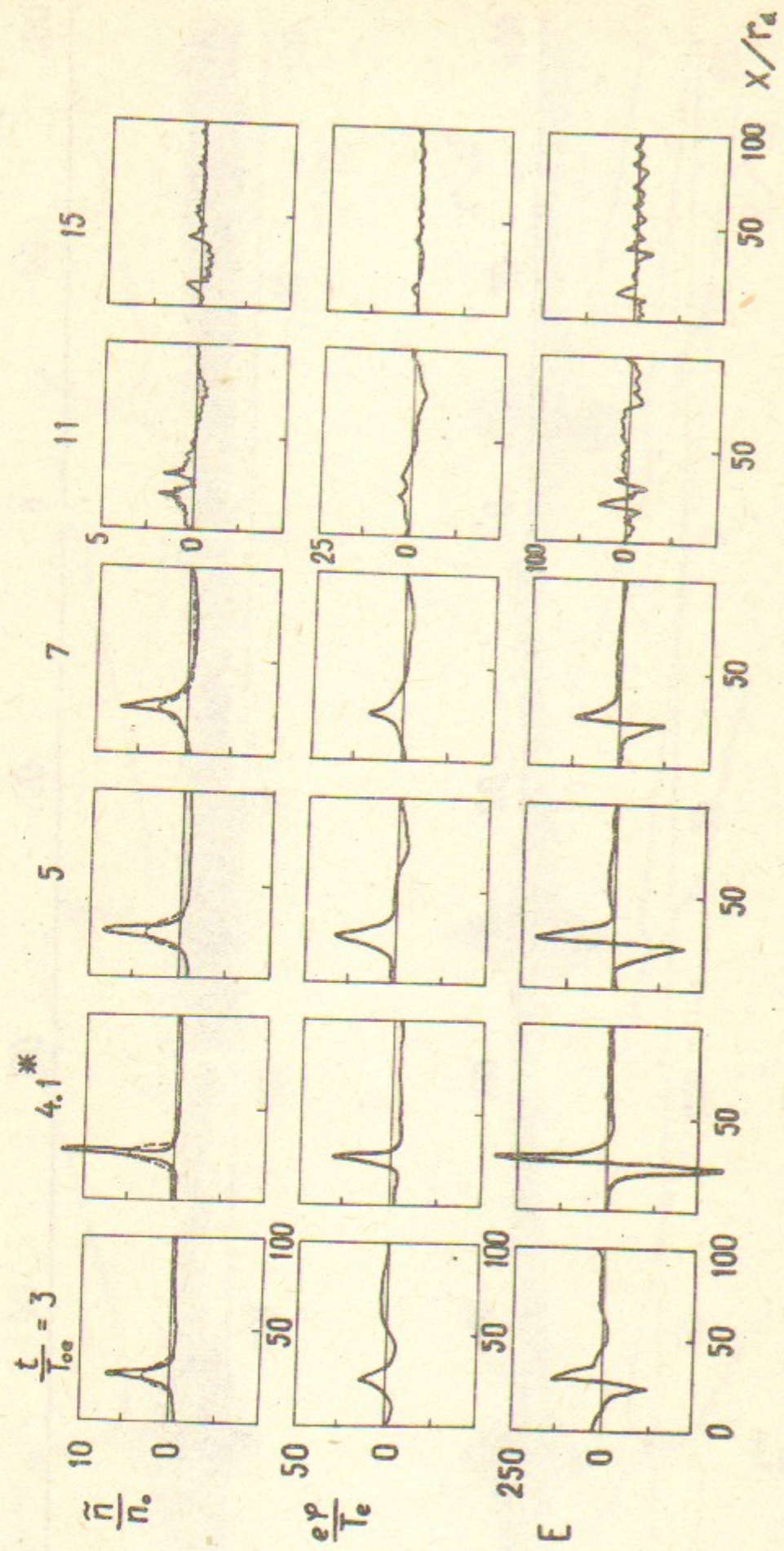


Рис. 18б

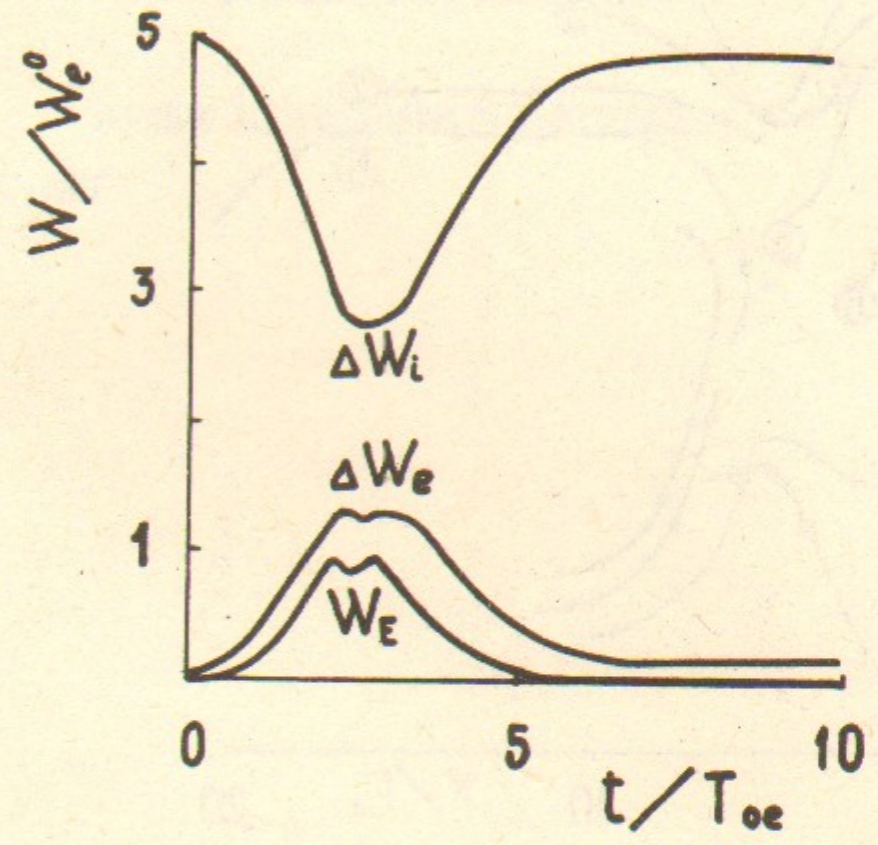


Рис. 19



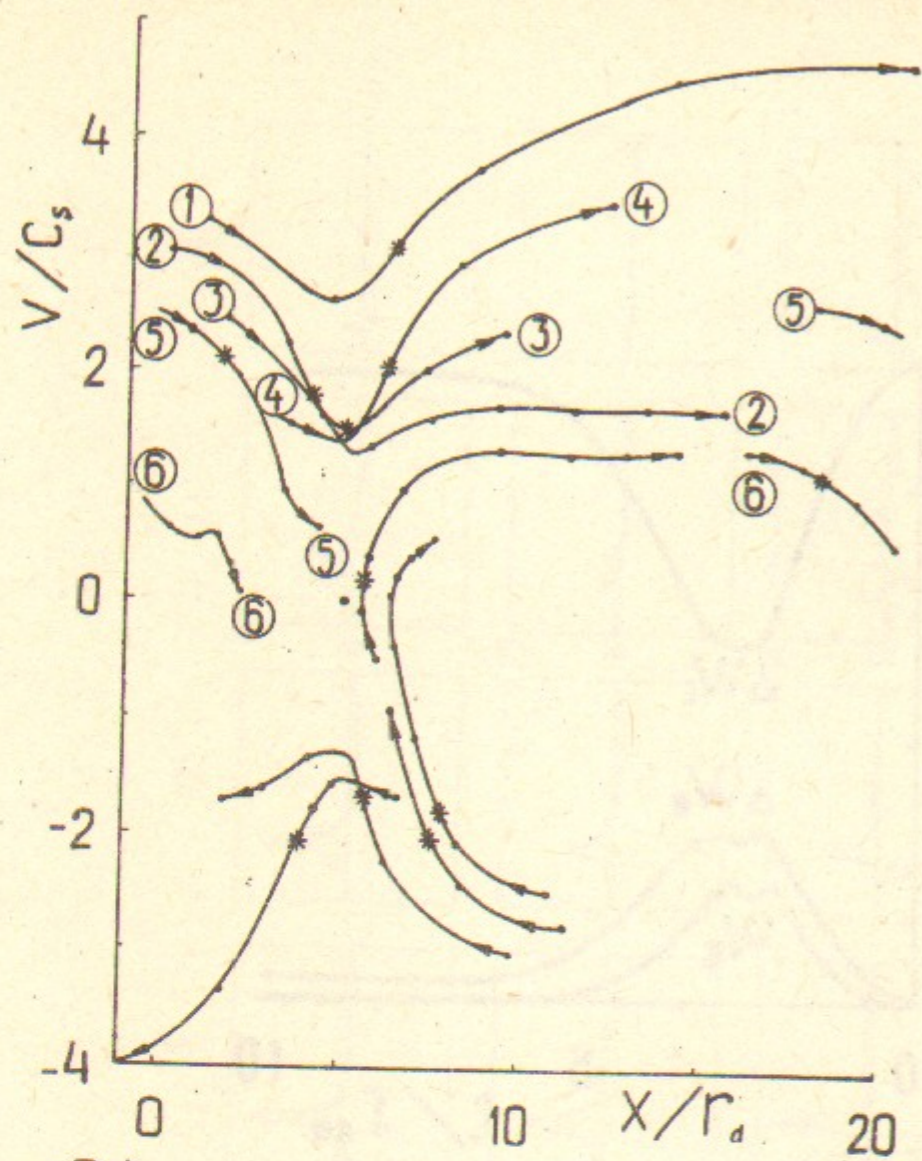


Рис. 20а

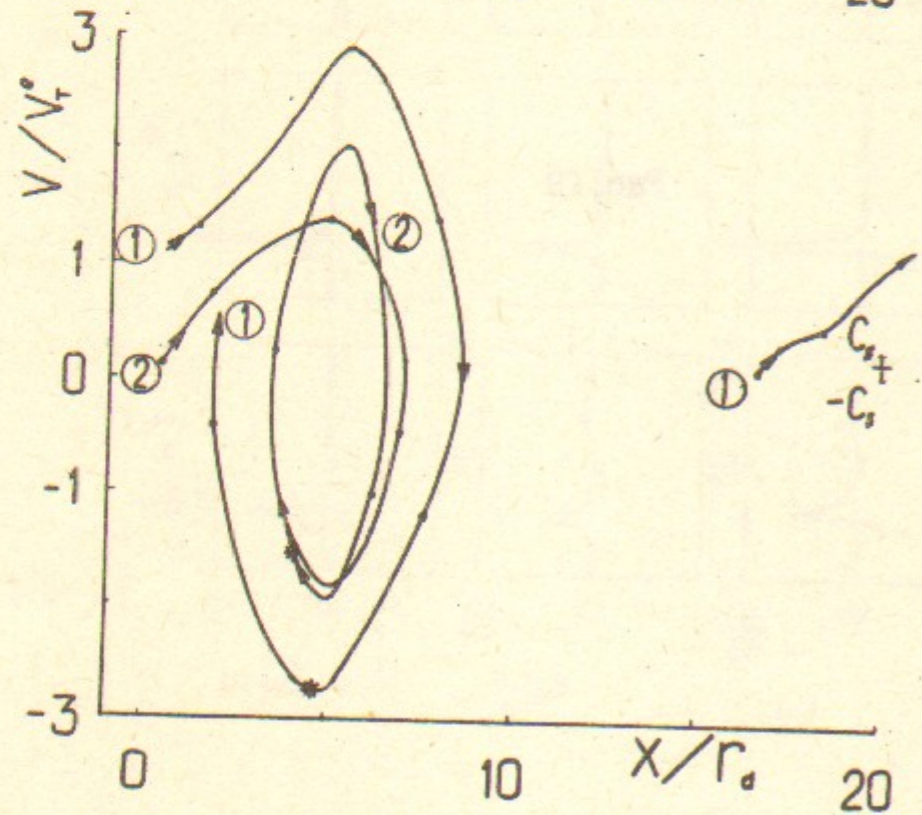


Рис. 20б

Н.С.Бучельникова, Е.П.Маточкин

ИОННЫЕ ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. I

Препринт  
№ 83-88

Работа поступила 22 июля 1983г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 12.08.1983г. МН 03296

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.2,7 печ.л., 2,2 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №88

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90